

核能金山電廠意外排放 大氣擴散之風洞模擬 期中報告

計畫編號：NSC 89-TPC-7-032-003

執行期間：88 年 8 月 1 日至 89 年 7 月 31 日

計劃主持人：盧博堅

共同主持人：吳國昌、鄭啟明、江旭程

行政國家科學委員會

89 年度電力科技產業學術合作研究計畫

核能金山電廠意外排放 大氣擴散之風洞模擬

中華民國 89 年 2 月

摘要

本研究利用淡江大學之大型邊界層風洞，從事一系列物理模擬試驗，量測並探討台灣電力公司位於台北縣石門鄉之第一核能發電廠在中性大氣邊界層條件下意外排放的大氣擴散特性，及核種排放後的分佈狀況，以供規劃相關工作時的參考。

由於受核電廠建築物及附近複雜地形的影響，其放射性核種經排放後的實際擴散行為，必然與目前止依賴數值模式之理論計算有所不同。經由依實際核電廠周圍地形地貌之風洞模擬試驗，可瞭解不同氣象狀況下的擴散情形。

物理模擬之工作重點為：

- (1) 發展一套代表開闊地形之邊界層流及一套代表海岸地形的之邊界層流。
- (2) 以核一廠的實廠建築為主，輔以周遭地形地物依1/1500的縮尺比例，製成半徑五公里的地形模型。
- (3) 根據氣象局台北地區過去二十年及核一廠現有記錄之氣象資料分析結果，選擇在中性穩定之大氣情況下，對逼近流之特徵，煙囪排氣之特性，煙流軌跡以及煙囪下風處之地面污染濃度分佈進行測試，並選擇最適宜的水平及垂直擴散係數，以供相關評估時採用。

通過本研究案及後續系列研究計劃，國內在大氣環境風力工程的研究上應可逐步得到充實與提升。

ABSTRACT

A series of wind tunnel experiment were carried out in TamKang University wind tunnel laboratory to study the diffusion atmospheric conditions around the Chin Shan nuclear power plant in Taiwan . According to the results , the distribution of the radioactive substances can be used to assess relative administrative aspects of the power plants.

Due to the interaction between the nuclear power plants structure and nearby geography , the actual diffusion of emitted radioactive substances may not be correctly predicted by computer calculations. Therefore , by making physical models of the exact topographical situations, simulations in wind tunnel experiments can aid in our understanding of these emissions under different atmospheric conditions.

The physical modeling studies includes :

- (i) Develop two boundary layers : the one is open terrain , the other is coastal area.
- (ii) Making the models by 1/1500 scale , including structure and nearby geography in five kilometer radius.
- (iii) According to Taipei atmospheric records past twenty years , to measure the characters of approaching flow , the distribution of diffusion of emitted radioactive substances, and determine the most suitable horizontal and vertical diffusion coefficients ,which can be evaluated and provide better results.

目 錄

摘要	I
目錄	III
表目錄	V
圖目錄	VI
第一章 前言	1-1
1. 1 研究動機及目的	1-1
1. 2 工作範圍	1-2
1. 3 報告內容	1-3
第二章 煙流上昇理論及煙源效應	2-1
2. 1 煙流方程	2-1
2.1.1 垂直煙流方程組	2-3
2.1.2 彎曲煙流方程組	2-4
2. 2 近場（煙源附近）之煙流軌跡	2-5
2.2.1 垂直煙流	2-5
2.2.2 彎曲煙流	2-5
2. 3 中性穩定情況下，由周遭紊流決定之煙流爬升	2-6
2. 4 “破損”模式(“breakup” model)之最大地面濃度 (MGC)	2-7
2. 5 高氏(Gaussian)煙流模式	2-8
2. 6 煙囪之氣動力效應	2-11
2. 7 週遭建築物之流場結構	2-11
2. 8 地形、地物之影響	2-12

第三章 大氣擴散之物理模擬	3-1
3. 1 大氣運動之模擬參數	3-1
3. 2 污染物質擴散之模擬參數	3-3
3. 3 大氣邊界層內擴散之物理模擬試驗	3-4
3.3.1 對模擬參數之考慮	3-4
3.3.2 對煙囪廢棄昇流之考慮	3-6
3.3.3 對邊界層模擬之考慮	3-11
第四章 實驗設計與設備、儀器配置	4-1
4. 1 風洞設備	4-1
4. 2 流場之模擬	4-2
4. 3 風速量測	4-2
4. 4 污染濃度量測	4-5
3.3.1 釋放系統	4-5
3.3.2 示蹤氣體之採樣與分析	4-5
4. 5 煙流可視化方法	4-6
第五章 結果與討論	5-1
4. 1 邊界層來流發展	5-1
4. 2 擴散特性之檢定	5-3
第六章 結論	6-1
參考文獻	ref-1

表 目 錄

表 2.5.1 Briggs 所建議鄉村地區與都市地區之 σ_y 和 σ_z 的關係	----- 2-13
表 4.1.1 主要開放式風洞一覽表	----- 4-8
表 5.1.1 Davenport 及 ANSI 建議之 α 、 δ 參考值	----- 5-5

圖目錄

圖 2.1.1 垂直及彎曲煙流，包括計算煙流上昇之重要參數及變數---	2-14
圖 2.7.1 紊流邊界層內方形建築物之周遭結構-----	2-15
圖 2.7.2 單一建築所造成之煙流下衝現象-----	2-16
圖 2.7.3 流經平頂建築之流形及煙氣排放之應用-----	2-16
圖 4.1.1 淡江大學第一號邊界層風洞平立面圖-----	4-9
圖 4.3.1 風速量測系統-----	4-10
圖 4.3.2 惠斯登電橋示意圖-----	4-10
圖 4.4.1 示蹤氣體採樣分析系統-----	4-11
圖 4.5.1 煙流可視化系統-----	4-11
圖 5.1.1 邊界層發展所採用阻流板、龍齒及配套之粗糙元-----	5-6
圖 5.1.2 平均風速剖面($\alpha=0.18$)-----	5-7
圖 5.1.3 縱向紊流強度($\alpha=0.18$)-----	5-7
圖 5.1.4 平均風速剖面 (雙對數軸, $\alpha=0.18$)-----	5-8
圖 5.1.5 平均風速剖面 (指數律方式, 90% of δ , $\alpha=0.18$)-----	5-9
圖 5.1.6 平均風速剖面 (對數律方式, $\alpha=0.18$)-----	5-10
圖 5.1.7 風速頻譜($\alpha=0.18$)-----	5-11
圖 5.1.8 平均風速剖面($\alpha=0.1$)-----	5-12
圖 5.1.9 縱向紊流強度($\alpha=0.1$)-----	5-12
圖 5.1.10 平均風速剖面 (雙對數軸, $\alpha=0.1$)-----	5-13
圖 5.1.11 平均風速剖面 (指數律方式, 90% of δ , $\alpha=0.1$)-----	5-14
圖 5.1.12 平均風速剖面 (對數律方式, $\alpha=0.1$)-----	5-15
圖 5.1.13 風速頻譜($\alpha=0.1$)-----	5-16
圖 5.1.14 水平向之平均風速剖面 ($Z=130$ cm)-----	5-17

圖 5.1.15 水平向之平均風速剖面 ($Z=20$ cm) -----	5-17
圖 5.1.16 側向擴散濃度分佈剖面圖 -----	5-18

第一章 前言

1.1 研究動機及目的

國內能源政策中，核能發電之是最受爭議之電力來源。其中大家最關切的是核能電廠的安全性。台灣目前擁有三座核能電廠，雖然偶爾會發生跳機、機組故障的疏失，而無輻射外洩事故發生，然如何未雨綢繆，在預期災難下，預先做好準備工作，使得損害降至最低，乃是刻不容緩的問題。由於國內核電廠均為於複雜的地形中，如發生意外，其放射線核種外洩排放至大氣中的擴散現象是一個十分複雜的問題。

氣懸污染物質經由煙囪排放至大氣中之擴散問題相當複雜，它涉及煙氣排放之溫度、速度、排放高度、排放源與鄰近建物、構造物的相對位置，地形變化，以及周遭大氣流場，氣象狀況的變化等。研究評估此類擴散問題的方法不外是：1) 現場追蹤劑實驗 (tracer study)；2) 數值模式實驗；3) 物理模擬實驗。

現場追蹤劑實驗，雖然可以得到實際的擴散濃度分佈數據，但是受到天候狀況的限制極大，需要較多之人力、物力，耗時耗費。此外，往往因為廠房設備尚未興建，試驗條件與完工之後的實際情況仍有極大的出入。

用高速電子計算機進行數值模擬計算，雖然可使用的模式不少，包括美國 (EPA) 所提供，建議使用的一些模式 (USEPA, 1978)。但是這些模式，大多數還是高氏煙流擴散模式 (Gaussian plume model)，對評估煙囪鄰近的建築物對煙流所造成的干擾，不規則地

形、地表粗糙程度對煙流之上昇、擴散以及地面污染濃度的分佈等問題還是顯得過份簡單。

利用風洞設備，進行縮尺物理模擬實驗，雖然仍有其侷限性及困難，但畢竟可對複雜的邊界條件下，較短程污染擴散問題提供一較為精確可靠的探討方法。

本研究計劃案針對核一廠放射性物質排放對環境所可能產生的影響，以風洞實驗手段，進行一系列之探討。

經由依實際核電廠周圍地形地貌之風洞模擬試驗，可瞭解不同氣象狀況下的擴散狀況，風洞分析結果除可提供核種排放擴散後的分佈狀況，具以做規劃相關工作時的參考，並可安排關鍵位置作為現場取樣或設置監測站用。同時經由風洞實驗的數據分析，可分別歸納出核電廠周圍擴散的特性，並選擇最適宜的水平與垂直擴散係數 σ_y 、 σ_z 以供相關評估時採用。

1.2 工作範圍

本研究計畫在淡江大學本研究計劃案在淡江大學大氣環境與風力工程研究中心進行，其中物理模擬實驗是在淡大第一號邊界層風洞內執行。

本實驗物理模擬實驗的重點在於：

- (1) 發展一套代表開闊地形之邊界層流及一套代表海岸地形的邊界層流。
- (2) 將核一廠以及周遭之地形地物採用 1/1500 縮尺製成模型。並將對煙囪的排氣特性，煙流軌跡以及下風處的地面污染濃度分布進行測試。

1.3 報告內容

本期中報告共有六章，第一章為本報告之簡介。第二章對煙流之上昇理論提供了一些背景資料及對煙囪本身和周遭之地形地物對煙流軌跡可能產生影響的因素作了一概括性之敘述。第三章首先根據流體動力學及擴散的基本定律，推導出大氣擴散物理模擬的基本參數。其次，對以風洞對大氣邊界層內之擴散進行物理模擬試驗所必須考慮的問題作了一詳盡介紹。有關本研究案所使用的實驗設備，儀器及測試技巧則包括在第四章裡。第五章為本階段研究所發展之兩組大氣邊界層量測結果，做了詳盡的說明與討論。第六章為本階段之結論及未來工作方向。

第二章 煙流上昇理論及煙源效應

對大多數釋放源，煙流的上昇是決定最大地面污染濃度之主要因素。煙囪的有效高度會因為煙流的上昇而提高至實際釋放高度之 2~10 倍，因最大地面污染濃度約與有效煙囪高度之平方根呈倒數關係，所以，煙流之上昇作用，能將地面污染濃度減低至釋放源之 1/100 以下。大多數的工業廢氣都是在高速、高溫的情況下排放，所以對煙流之上昇必須加以審慎估量。

2.1 煙流方程

煙流模式之推導，基本上是根據流體力學的質量、動量及能量守恒基本定律。通過煙流任何截面之溫度、速度及其他數量的分佈都假定呈“高帽子”式（top-hat）分佈。換言之，任何一個變數在煙流之截面內都為一定值。在煙流之外又為另一定值，在煙流之邊界有一不連續值。

如煙流周遭之風速小於 1 米/秒，煙流幾乎以垂直之方式上昇，亦即所謂之垂直煙流（vertical plume）。圖 2.1.1 顯示垂直煙流，彎曲煙流（bent-over plume）以及相關之重要變數及參數。圖中垂直煙流與彎曲煙流之體積通量（volume flux）之定義不同：

$$V = \pi W R^2 \quad (\text{垂直煙流}) \quad (2.1)$$

$$V = \pi U R^2 \quad (\text{彎曲煙流}) \quad (2.2)$$

式中 V 為煙流之體積通量， W 為煙流之垂向速度， U 為煙流周遭之風速， R 為垂直於煙流中軸之煙流半徑。

煙流之初始體積通量為：

$$V_0 = \pi W_0 R_0^2 \quad (2.3)$$

所以煙流之初始浮力通量 F_0 及動量通量 M_0 分別為：

$$F_0 = \frac{g}{T_{p_0}} (T_{p_0} - T_{e_0}) V_0 \quad (2.4)$$

$$M_0 = \frac{\rho_{p_0}}{\rho_{e_0}} W_0 V_0 \quad (2.5)$$

式中 g 為重力加速度， T 為絕對溫度， ρ 為密度。足碼 $p, e, 0$ 分別代表煙流 (plume)、周遭環境 (environment)、初始(initial)值。

浮力通量及動量值可隨高度 z 而變化：

$$F = \frac{g}{T_p} (T_p - T_e) V \quad (2.6)$$

$$M = WV \quad (2.7)$$

周遭環境之大氣穩定度(s)，對減緩煙流之垂向運動速度起主要之作用：

$$s = \frac{g}{T_e} \left(\frac{\partial T_e}{\partial z} + 0.01^\circ \text{C/m} \right) \quad (2.8)$$

式中 0.01°C/m 為絕熱遞減率 (adiabatic lapse rate)。

解上述之方程組常用另一關係 — 泰勒之捲增假說 (Taylor

entrainment assumption):

$$\frac{dV}{dz} = 2\pi R V_e \quad (2.9)$$

$$V_e = \alpha W \quad (\text{垂直煙流})$$

$$V_e = \beta W \quad (\text{彎曲煙流})$$

捲增速度 (entrainment velocity, v_e) 為周遭空氣，經過煙流之邊界面被捲入煙流之有效速度。泰勒於 1948 年[2.1]提出 V_e 與煙流之垂向速度成正比之假設。 α 與 β 二常數在功能上相似，但 β 值遠比 α 值大。

2.1.1 垂直煙流方程組

根據 Briggs (1975) [2.2] 之文獻，垂直煙流之方程組包括：

浮力通量守恒：

$$\frac{dF}{dz} = -sV \quad (2.10)$$

動量通量守恒：

$$\frac{dM}{dz} = \frac{F}{W} \quad (2.11)$$

關閉條件(closure)：

$$\frac{dV}{dz} = 2\pi\alpha RW = 2\pi\alpha M^{1/2} \quad (2.12)$$

式中 $\alpha=0.08$ 。

2.1.2 彎曲煙流方程組

根據 Briggs(1975)之文獻，彎曲煙流之方程組包括：

浮力通量守恒：

$$\frac{dF}{dz} = -\frac{sV}{S} \quad (2.13)$$

S 為煙流動量之有效影響面積與熱煙流 (thermal plume) 之截面積之比值。對彎曲煙流其值約為 2.3。

動量通量守恒：

$$\frac{dM}{dz} = \frac{F}{W} \quad (2.14)$$

關閉條件(closure)：

$$\frac{dV}{dz} = 2\pi\beta Ru \quad (2.15)$$

u 為一常數，

$$R = \beta z \quad (2.16)$$

式中，對浮力煙流 $\beta=0.6$ ；對動量煙流 $\beta=0.4+1.2(U/W_0)$ 。

2.2 近場（煙源附近）之煙流軌跡

本節簡述接近釋放源之煙流軌跡。經常在靠近煙源處，在大氣之穩定性或周遭紊流開始對煙流運動產生效應之前，就有必要對煙流軌跡進行估量。大氣穩定性在 $s^{1/2}$ 之時段內（約在 10~100 秒之間）對煙流的初始軌跡無影響。對一典型的發電廠煙囪而言，在 10 個煙囪高度的距離內，周遭大氣之紊流度對煙流初始軌跡並不重要。

2.2.1 垂直煙流

對大多數的煙流而言，初始的煙流上昇主要是由煙流的動量所主控。在此階段，煙流的半徑 $(R)=0.16 z$ ，煙流的垂向速度 $(W)=6.25 M^{1/2} / z$ 。由動量所主控過渡到由浮力所主控約發生在 $t = M / F_0$ （典型值小於 10 秒）。在此之後，煙流之半徑為 $(R)=0.15 z$ ，煙流的垂向速度，則為 $(W)=2.3(F_0 / z)^{1/3}$ 。

2.2.2 彎曲煙流

在煙流離開煙源的短暫時段內，浮力通量可假定為定值。與垂直煙流相似，由動量主控過渡到浮力主控約發生在 $t = M / F_0$ 。在此範圍之內煙流之軌跡可以下式表示。

$$z = \left(\frac{3}{\beta^2} \frac{M}{U^2} x + \frac{3}{2\beta^2} \frac{F_0}{U^3} x^2 \right)^{1/3} \quad (2.17)$$

式中 x 為距釋放源之下風距離。

由浮力通量所主控之煙流（2.17）式變為：

$$z = 1.6 F_0^{\frac{1}{3}} U^{-1} x^{\frac{2}{3}} \quad (2.18)$$

此式即廣為熟知，通常所稱之“2/3 律”。此式與大量之實場與實驗室數據有廣泛的一致性。1.6 之常數值，其精確度在 $\pm 40\%$ 之內，視煙氣之下沖或局部之地形效應而異 (Fay, Escudier & Hoult) [2.3] ; (Briggs) [2.4]。

2.3 中性穩定的情況下，由周遭紊流所決定之煙流爬升

在多雲，多風或典型陽光普照之夏日下午，在離地面約 500~2000 公尺之範圍內，大氣可呈現中性穩定。如果上昇之煙流，沒有遇到穩定層，則其爬升上限可由其周遭的紊流所決定（周遭紊流可稀釋煙流之殘餘爬升力）。在此之前，煙流內部的紊流強度遠大於周遭的紊流強度。

對煙流的爬升高度由周遭紊流所決定之煙流，Briggs 於 1981 年 [2.4] 提出了所謂的“破損”模式 (“breakup” model)。在此模式中，Briggs 假定當煙流內部之渦旋消散率 (eddy dissipation rate) 與周遭大氣之渦旋消散率相等時，煙流上昇即達到上限，亦即

$$1.5 \frac{W^3}{z} = \varepsilon \quad (2.19)$$

上式中，左側為煙流之內部渦旋消散率，右側為周遭流場之渦旋消散率。

對一由浮力所主控之彎曲煙流（見式 2.18），

$$z = H_s + 1.6F_0^{1/3}U^{-1}x^{2/3} \quad (2.20)$$

因 $W = dz/dt$ ，利用 $dx = Udt$ 以及於 $z = H_s + \Delta h$ 高度上所估算之 $\varepsilon = u_*^3/0.4z$ 值（見圖 2.1.1），煙流之上昇高度 Δh ，可寫成下列簡式：

$$\Delta h = 1.54 \left(\frac{F_0}{Uu_*^2} \right)^{2/3} H_s^{1/3} \quad (2.21)$$

式中 u_* 為磨擦速度(friction velocity)。

對噴射流，在中性穩定之情況下，至“破損”高度之理論估計為：

$$\Delta h = 3D \left(\frac{W_0}{U} - 1 \right) \quad (2.22)$$

式中 D 為煙囪內徑， W_0 為煙流之初始排放速度。

2.4 “破損”模式 (“breakup” model) 之最大地面濃度(MGC)

假定煙流內之濃度為均佈濃度，則最大地面濃度(maximum ground concentration, MGC)，取決於煙流之有效抬昇高度 $h_e = H_s + \Delta h$ 。當煙流首次觸及地面時，最大地面濃度與體積通量 $\pi U h_e^2$ 成反比。此項結果與假定煙流內，橫向與垂向濃度分布之標準偏差分別為 σ_y 及 σ_z 之高氏模式(Gaussian)一致。假定 σ_z/σ_y 為常數，結果之 MGC 預測值為：

$$MGC = 0.234 \frac{\sigma_z}{\sigma_y} \cdot \frac{Q}{U \cdot h_e^2} \quad (2.23)$$

式中 Q 為煙流強度。

外在風速較低的情況下，因為煙流之上昇，導致較低之最大地面濃度值；外在風速較高時，由於煙流之快速稀釋，亦導致較低之最大地面濃度產生。當風速逐漸提高，相對地，煙流的抬昇逐漸減低，但紊流之稀釋作用亦相對地提高，當風速達到某一臨界速度 U_c 時，最大地面濃度會達到一極大值 $[MG_{\max}]$ 。根據“破損”模式，在中性層差的情況下，如假定 $\sigma_z/\sigma_y = 0.7$ ，臨界風速發生在 $\Delta h/H_s = 1/3$ ：

$$U_c = 2.15 \left(\frac{U}{u_*} \right)^{\frac{2}{3}} \cdot \left(\frac{F_0}{H_s} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (2.24)$$

$$MG_{\max} = 0.043 \left(\frac{u_*}{U} \right)^{\frac{2}{3}} \cdot \frac{Q}{F_0^{\frac{1}{3}} \cdot H_s^{\frac{5}{3}}} \quad (2.25)$$

2.5 高氏(Gaussian)煙流模式

高氏煙流模式為過去最廣泛使用的空氣品質模式，為一閉合的解析公式(analytical closed-form)，最早由 Sutton[2.5], Pasquill [2.6],[2.7]及 Gifford[2.8],[2.9]所發展用以推求連續排放的點源下風處，非時變(Steady-State)狀態下之濃度分佈。

當座標原點位於煙囪之底部， x 軸與風向平行，且下風方向為正， y 軸與 x 軸互相垂直， z 軸代表垂直方向，高斯煙流模式之標準型式如下：

$$C_{g/m^3} = \frac{Q}{2\pi U \sigma_y \sigma_z} \exp \left[-\frac{y^2}{2\sigma_y^2} \right] \left\{ \exp \left[-\frac{(z-H)^2}{2\sigma_z^2} \right] + \exp \left[-\frac{(z+H)^2}{2\sigma_z^2} \right] \right\} \quad (2.26)$$

上式中 Q 為污染物之質量排放率(g/s)， $C_{g, m}$ 為大氣中濃度(g/m³)， U 為煙囪頂端之風速(m/s)， H 為有效煙囪高度(m)， σ_y 為側風方向之擴散係數(m)， σ_z 為垂直方向之擴散係數(m)。

由上式可知要某一點之濃度需要有下列各項資料:

- (1) 排放率，
- (2) 煙囪頂的風速，
- (3) 衰退項的計算，
- (4) 擴散係數 (由大氣穩定度決定)，
- (5) 煙囪高度、地面高程、煙流上升高度、煙流下沖、混合層高度等因素。

污染物濃度分佈在垂直和側風方向之標準偏差(Standard deviation)常以 σ_y 和 σ_z 表示，通常稱為擴散係數，為長度尺度，代表煙流之大小。亂流擴散係數隨著大氣穩定度、下風距離、地表狀態等而改變，在 UNAMAP[2.10]的模式中，只採用兩套擴散係數(見表 2.5.1)。

(1) Pasquill-Gifford 之 σ_y 和 σ_z 值，適用於郊區，粗糙度小的地區。

(2) Briggs[2.11]的都市地區 σ_y 和 σ_z 值，適用於都市地區，粗糙度大的地區。

傳統上高氏煙流模式用質量排放率求出濃度，然而對點污染源我們可以加以進一步的推導，而發展出更簡單的模式:

$$\text{因為 } Q = C_s Q_s \cdot 10^{-6} \left[\frac{MP}{RT_s} \right] \quad (2.27)$$

又 C_{ppm} 與 C_{g/m^3} 之關係為：

$$C_{g/m^3} = C_{ppm} \cdot \frac{PM}{RT_a} 10^{-6} \quad (2.28)$$

上式中：

C_s : 煙道中濃度即釋放源濃度(ppm)

Q_s : 煙道中流量(m^3/s)

T_s : 煙道中溫度($^{\circ}K$)

T_a : 大氣中溫度($^{\circ}K$)

C_{ppm} : 大氣中濃度(ppm)

M : 污染物分子量

P : 大氣壓力

R : 氣體常數($0.287 \times 10^7 \text{ ergs g}^{-1} \text{ }^{\circ}K^{-1}$)

將 (2.27) 及 (2.28) 代入傳統高氏煙流模式 (2.26) 可得：

$$\begin{aligned} C_{ppm} &= \frac{C_s Q_s 10^{-6} \left(\frac{MP}{RT_s} \right)}{2\pi U \sigma_y \sigma_z} \cdot \frac{RT_a}{PM} 10^6 \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}\right) \left\{ \exp\left[-\frac{(z-H)^2}{2\sigma_z^2}\right] + \exp\left[-\frac{(z+H)^2}{2\sigma_z^2}\right] \right\} \\ &= C_s \left(\frac{T_a}{T_s} \right) \frac{Q_s}{2\pi U \sigma_y \sigma_z} \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}\right) \left\{ \exp\left[-\frac{(z-H)^2}{2\sigma_z^2}\right] + \exp\left[-\frac{(z+H)^2}{2\sigma_z^2}\right] \right\} \quad (2.29) \end{aligned}$$

$$\text{令 } K = \frac{Q_s}{2\pi U \sigma_y \sigma_z} \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}\right) \left\{ \exp\left[-\frac{(z-H)^2}{2\sigma_z^2}\right] + \exp\left[-\frac{(z+H)^2}{2\sigma_z^2}\right] \right\}$$

吾人可得如下之無因次參數

$$\frac{C_{ppm}}{C_s} = \frac{T_a}{T_s} K \quad (2.30)$$

$\frac{C_{ppm}}{C_s}$ 為相對於煙囪出口的濃度，此一比值我們稱之為濃度係數。

2.6 煙囪之氣動力效應

煙囪背風面之低壓區，能將所釋放出之煙氣向下吸入煙囪之背風面，而造成煙流的下沖現象(plume downwash)。在無其他外在干擾的情況下，如果將煙氣之排放速度 W_0 與橫向來流風速 U 之比值保持在1.5以上，此種煙流下沖現象可以有效的被避免掉。如果 W_0/U 小於1.5，Briggs[2.11]建議，由煙囪頂部起算之下沖距離 h_d 可以用下式計算得到：

$$h_d = 2\left(\frac{W_0}{U} - 1.5\right)D \quad (2.31)$$

式中 D 為煙囪之內徑。

2.7 遭建築物之流場結構

如圖2.7.1落在紊流邊界層內簡單方形建築物之周遭流場結構，吾人已有相當之了解。建築物後方之尾跡穴流(wake cavity)相當重要。視釋放源之高度及其與建築物之相關位置而定，煙流有可能被捲入穴流內，快速地被帶至地面造成鄰近地區之高濃度污染，如圖3.2.2及3.2.3所示。

2.8 地形、地物之影響

地形之起伏變化，除了可能影響煙流上升與擴散之外，亦可能造成渠道效應改變甚或決定煙流之走向。煙流有可能衝擊至迎風之山坡地面或被捲入背風坡之渦流內，留滯不散造成局部地區長時段之高污染濃度。地表之粗糙度，可影響逼近流(approaching flow)及周遭流場之風速分佈及紊流結構，可直接影響到煙流之擴散特性及地面之污染濃度分佈。

表2.5.1 Briggs[2.11]所建議之鄉村地區與都市地區之 σ_y 和 σ_z 之關係

Pasquill type	σ_y, m	σ_z, m
Open-Country Conditions		
A	$0.22x(1+0.0001x)^{-1/2}$	$0.20x$
B	$0.16x(1+0.0001x)^{-1/2}$	$0.12x$
C	$0.11x(1+0.0001x)^{-1/2}$	$0.08x(1+0.0002x)^{-1/2}$
D	$0.08x(1+0.0001x)^{-1/2}$	$0.06x(1+0.0015x)^{-1/2}$
E	$0.06x(1+0.0001x)^{-1/2}$	$0.03x(1+0.0003x)^{-1}$
F	$0.04x(1+0.0001x)^{-1/2}$	$0.016x(1+0.0003x)^{-1}$
Urban Conditions		
A-B	$0.32x(1+0.0004x)^{-1/2}$	$0.24x(1+0.0001x)^{1/2}$
C	$0.22x(1+0.0004x)^{-1/2}$	$0.20x$
D	$0.16x(1+0.0004x)^{-1/2}$	$0.14x(1+0.0003x)^{-1/2}$
E-F	$0.11x(1+0.0004x)^{-1/2}$	$0.08x(1+0.00015x)^{-1/2}$

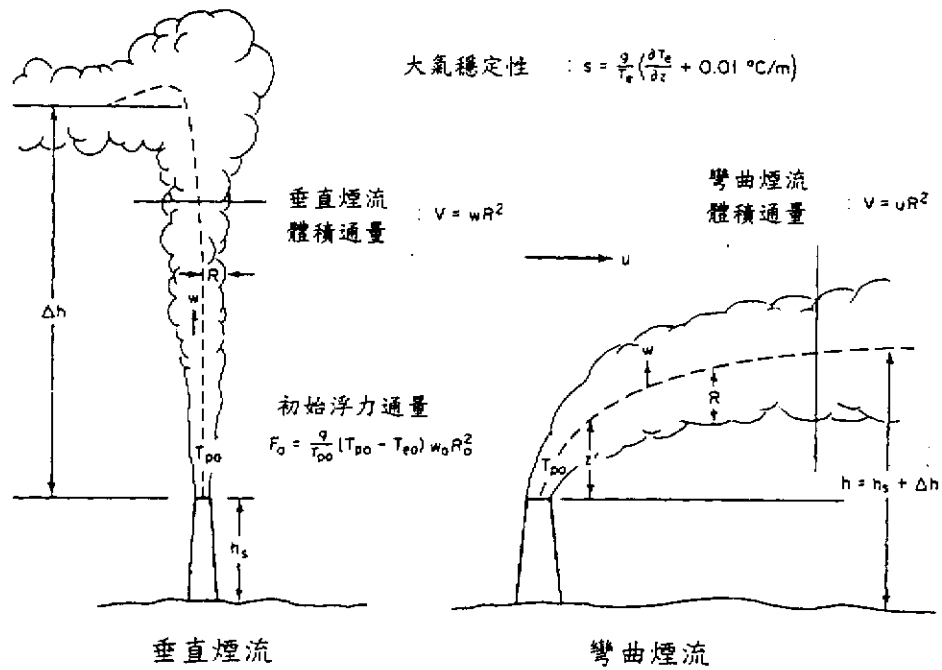


圖 2.1.1 垂直及彎曲煙流，包括計算煙流上昇之重要參數及變數 (Hanna et al.1982)

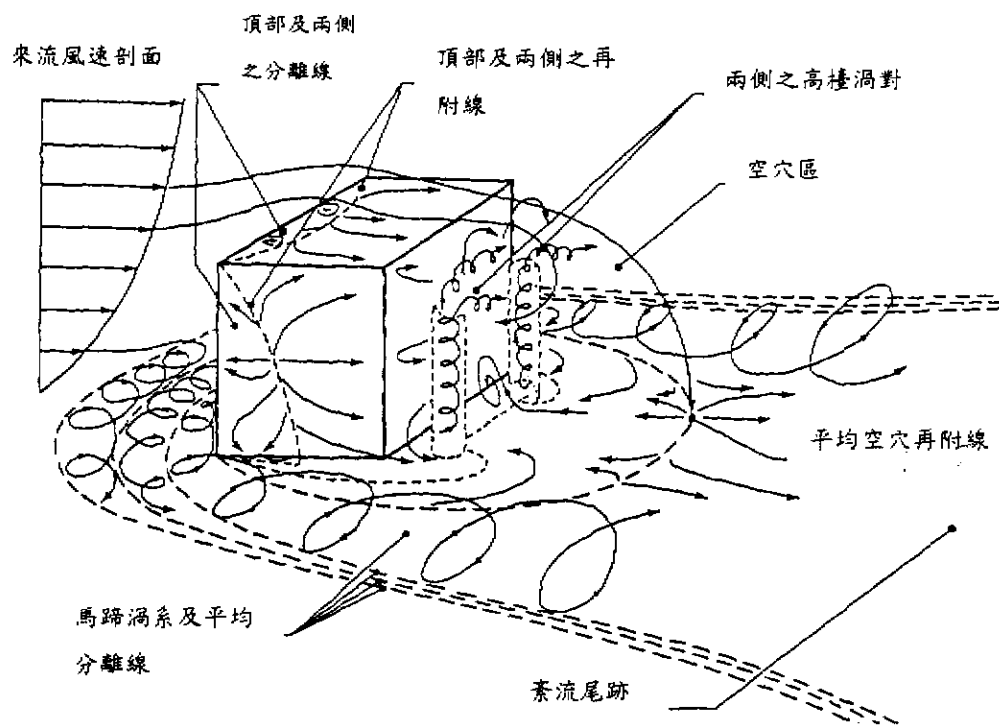


圖 2.7.1 流邊界層內方形建築物之周遭結構 (Woo, 1976)

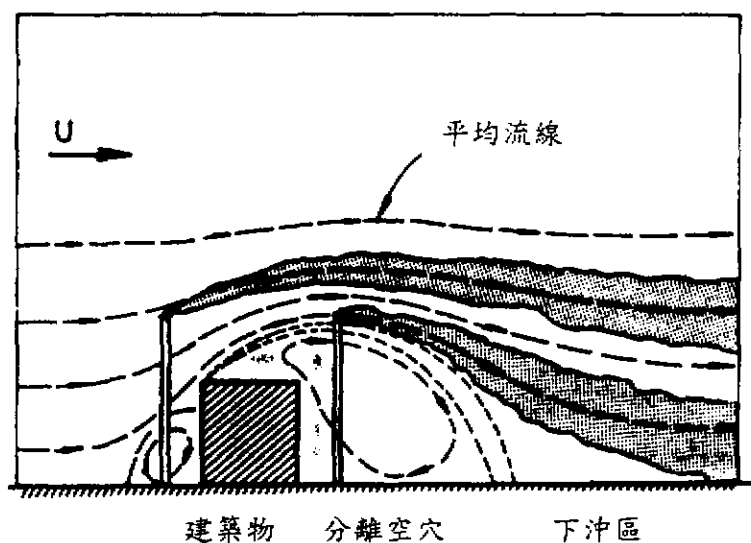


圖 2.7.2 造成之煙流下沖現象

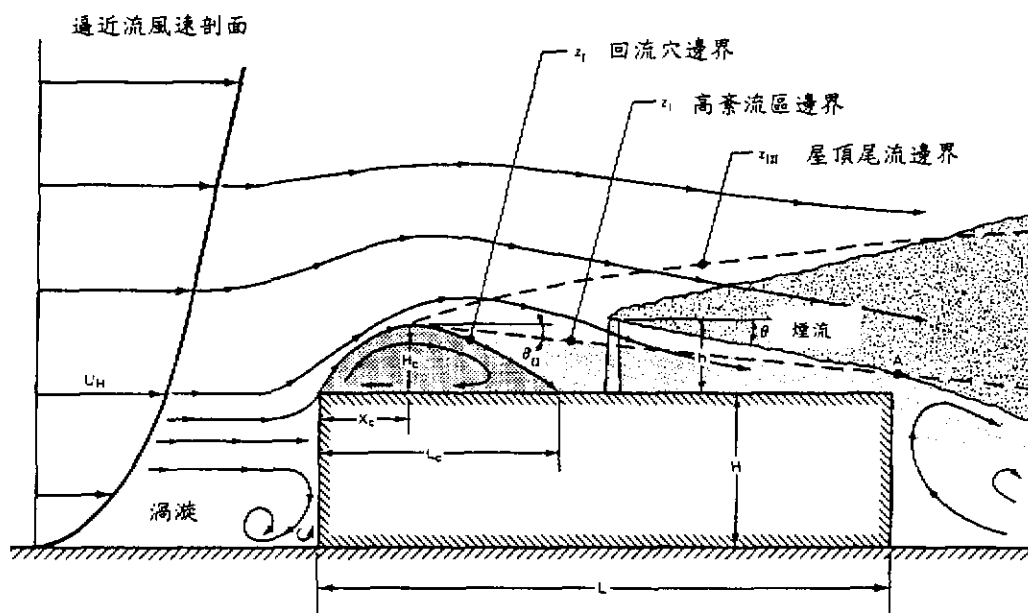


圖 2.7.3 平頂建築之流形及煙氣排放中之應用
(O. J. Wilson 1979)

第三章 大氣擴散之物理模擬

主導大氣及煙流運動之基本方程，乃流體動力學中之質量、動量及能量守恆方程。從對這些方程的尺度分析中可以得到風洞物理模擬所需之一組完整之參數(Cermak[3.1]；Snyder[3.2])。這些相似法則，可概括分為(1)動力相似(dynamic similarity)，(2)熱力相似(thermodynamic similarity)，以及(3)幾何相似(geometrical similarity)，在以下各節中將對這些相似法則加以討論。

3.1 大氣運動之模擬參數

使用以角速度 Ω 轉動之地球為參考座標，流體運動可以用下列方程式來表述(Lumley & Panofsky[3.3])：

動量守恆方程式：

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + \frac{U_j \partial U_i}{\partial x_j} + 2\varepsilon_{ijk} U_k \Omega_j = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \delta P}{\partial x_i} + \frac{g}{T_0} \delta T \delta_{3i} + \frac{v \partial^2 U_i}{\partial x_k \partial x_k} \quad (3.1)$$

質量守恆方程：

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.2)$$

能量守恆方程：

$$\frac{\partial \delta T}{\partial t} + \frac{\partial \delta T}{\partial x_i} U_i = \kappa \frac{\partial^2 \delta T}{\partial x_i \partial x_i} \quad (i=1, 2, 3) \quad (3.3)$$

上式中 x_1, x_2, x_3 分別為順風向、橫風向及垂直方向之座標。 U_i 為瞬間流速， δP 及 δT 分別為偏離中性大氣之壓力及溫度差， ρ_0 及 T_0 分別為中性大氣之密度及溫度（高程 z 之函數）， ν 為運動黏滯係數， κ 為熱擴散係數。

將(3.1)，(3.2)及(3.3)三方程，以下列各參考量進行無因次化： L ，長度尺度； U_R ，速度； ρ_R ，密度； δT_R ，溫度差；以及 Ω_R ，角速度，亦即：

$$x'_i = \frac{x_i}{L}; U'_i = \frac{U_i}{U_R}; t' = \frac{U_R}{L} t; \rho' = \frac{\rho_0}{\rho_R}; \delta P' = \frac{\delta P}{\rho_R U_R^2}; \delta T' = \frac{\delta T}{\delta T_R};$$

$\Omega'_j = \frac{\Omega_j}{\Omega_R}$ ，吾人可得

$$\frac{\partial U'_i}{\partial t'} + U'_j \frac{\partial U'_i}{\partial x'_j} + \frac{2}{R_0} \varepsilon_{ijk} U'_k \Omega'_j = -\frac{1}{\rho'} \frac{\partial \delta P'}{\partial x'_i} + \frac{1}{F_r^2} \delta T' \delta_{ij} + \frac{1}{R_e} \frac{\partial^2 U'_i}{\partial x'_j \partial x'_j} \quad (3.4)$$

$$\frac{\partial U'_i}{\partial x'_i} = 0 \quad (3.5)$$

$$\frac{\partial \delta T'}{\partial t'} + U'_i \frac{\partial \delta T'}{\partial x'_i} = \frac{1}{P_e} \frac{\partial^2 \delta T'}{\partial x'_i \partial x'_i} \quad (3.6)$$

式中：

$$R_0 = \frac{U_R}{L \Omega_R} \quad \text{為通常所稱之羅斯培數(Rossby number)}$$

$$F_r = \frac{U_R}{(gL \delta T_R / T_0)^{1/2}} \quad \text{為密度福祿數(Densimetric Froude number)}$$

$$R_e = \frac{U_R L}{\nu} \quad \text{為雷諾數(Reynolds number)}$$

$$P_e = \frac{U_R L}{\kappa} \quad \text{為培克烈數(Peclet number)}$$

就相似模擬的角度而言，方程(3.4)至(3.6)配以適當的邊界條件，可完全界定一個流場的特徵。任何兩個流場，例如原型流場與模型流場，的運動方程式，如(3.4)至(3.6)三式中的常數 R_0 ， F_r ， R_e 及 P_e 以及無因次化的邊界條件完全相同，則其各自的無因次解 U'_1 ， U'_2 ， U'_3 ， δ'_p 及 $\delta T'$ 應完全相同，換言之，在模型與原型之間可得到完全的相似模擬。

3.2 污染物質擴散之模擬參數

上節之討論完全侷限在流場特徵的相似模擬。當考慮污染物質在大氣中的擴散時，首先必須假定污染物質為完全被動的污染物質(passive contaminant)，換言之，污染物對(3.4)至(3.6)的運動方程式不會產生影響，污染物在擴散的過程中亦不會產生化學或光學變化。在此種狀況下，可以從分子擴散方程式中得到另外一個參數。

$$\frac{\partial \chi}{\partial t} + U_i \frac{\partial \chi}{\partial x_i} = \alpha \frac{\partial^2 \chi}{\partial x_i \partial x_i} \quad (3.7)$$

式中 χ 代表瞬時濃度， α 為分子擴散係數，將式(2.7)中之 χ 以 χ_R 無因次化($\chi' = \chi / \chi_R$)可得到

$$\frac{\partial \chi'}{\partial t'} + U'_i \frac{\partial \chi'}{\partial x'_i} = \frac{1}{R_e \cdot S_c} \frac{\partial^2 \chi'}{\partial x'_i \partial x'_i} \quad (3.8)$$

上式中 $S_c \equiv \nu / \alpha$ 為休密特數(Schmidt number)。

方程(3.4)，(3.5)，(3.6)及(3.8)組成一描述被動污染物質在大氣中或模型實驗中擴散的方程組。如果上列各無因次參數及邊界條件完全一致，則污染物質在模型實驗中的擴散與所對應的實場大氣擴散應完全相似。

3.3 大氣邊界層內擴散之物理模擬試驗

地表附近空氣的移動受到地表之起伏、建築物、林木作物分佈等的摩擦作用影響，使得平均風速隨高度而變，形成一垂直分佈剖面，越接近地表，風速越慢；換言之，此「風速剖面」直接受到地表粗糙狀況之影響。而影響所及的範圍就稱之為「大氣邊界層」。在邊界層頂部之風速通常稱之為梯度風速(*gradient wind*)。

一般大氣擴散及風力工程之應用所涉及的問題大都發生在風勢不太弱的情況之下，近地表上數百公尺高度的大氣邊界層範圍之內。在此風速情況下，大氣機械紊流作用遠超過熱對流作用。由於紊流的強制混合趨向於形成中性層差。所以本節對大氣邊界層及其模擬的討論僅限於中性層差的大氣邊界層。

大氣邊界層的厚度，在中性層差的情況之下，視風的強度、地表粗糙程度及所在的緯度而定，通常在數百公尺至數公里之間。本案的風洞物理模擬實驗，很重要的一項工作即是在模擬邊界層高度內大氣流動的一些特性，這些特性之中包括有平均風速特性及紊流特徵。模擬相似率是通過上二節的分析得到。除此之外，在風洞的模擬實驗中對煙流之上昇，對邊界層逼近流之一些邊界條件亦必須納入考量。

3.3.1 對模擬參數之考慮

在邊界層風洞內，應用縮尺模型進行物理模擬實驗，一般言之，即使是使用大型之邊界層風洞，前二節所述之五個無因次參數亦無法同時都能得到滿足。所幸，視問題的不同，在某些情況之下，可以放鬆一些參數的相似性要求。

- (1) 羅斯培數， R_0 ，代表科氏力(Coriolis force)對大氣運動的影響程度，在風洞實驗中對科氏力模擬有極大的困難，無法達到在原型與模型間羅斯培數相等的要求。但是在模擬邊界層氣流運動時，如果所考慮之尺度不大，如本案之微尺度(microscale)煙流現象，在中性或穩定之大氣以及相對不太崎嶇的地形情況下，地球自轉對流場所產生的影響可謂極小。一般言之，在水平距離小於十公里(Snyder, 建議不超過五公里)[3.2]，垂直距離不超過一公里的情況下，此項效應可以忽略。
- (2) 雷諾數， R_e ，為慣性力與黏滯力之比值，在擴散實驗中，原型與模型之雷諾數無法達到相等，但雷諾數的不等，並非一個嚴重的限制，Halitsky[3.4]指出在方形模型周遭之流場，當雷諾數達 11,000 時，所量測到的污染濃度值已不再隨雷諾數而變化。美國環保局(EPA)之模擬準則裡亦建議在有稜角之建築物四周，當雷諾數超過 11,000 時，其紊流流場之特性應該相似。
- (3) 培克烈數， P_e ，及雷諾-休密特數， $R_e \cdot S_c$ ，可分別寫成：

$$P_e = \frac{U_R L}{\kappa} = \frac{U_R L}{\nu} \cdot \frac{\nu}{\kappa} = R_e \cdot P_r$$

式中 P_r 為普朗特數(Prandtl number)，以及

$$R_e \cdot S_c = \frac{U_R L}{\nu} \cdot \frac{\nu}{\alpha} = \frac{U_R L}{\alpha}$$

此二無因次參數具有同樣之形式，即為雷諾數與一分子傳輸係數比之乘積。普朗特數為動量擴散(momentum diffusivity)與熱擴散(thermal diffusivity)之比，休密特數則為動量擴散與質量擴散(mass

diffusivity)之比。可見普朗特數與休密特數皆為流體本身之性質而非流場之性質。如果以空氣為介質進行擴散之物理模擬實驗，在原型與模型之間其普朗特數及休密特數（對幾乎任何釋入空氣中之污染氣體）幾乎相等。所以在衡量培克烈數與雷諾-休密特數是否相當時，重點不在普朗特數與休密特數，而在雷諾數；如果一個流場之雷諾數足夠高，則其間污染物質之傳輸主要是由紊流中之大型結構所帶動，分子傳輸部份之貢獻極為微小。所以美國環保署之模擬準則[3.2]中指出，在原型與模型間培克烈數或雷諾-休密特數相等之要求並不重要，只要雷諾數足夠高，流場顯示出其對雷諾數之獨立性即可。

(4) 福祿數， F_r ，為慣性力與浮升力比值之平方根，與李查遜數(Richardson number)之平方根成倒數關係。在模擬大氣擴散的實驗中福祿數應該是一個最重要的參數。通常有二個福祿數必須考慮，即大氣氣流之福祿數以及煙囪排氣之福祿數。在實驗中為達到與原型相似的較小福祿數值，必須將風洞之風速調低，但為了達到模型與原型間雷諾數相似的要求又必須儘可能將風速提高。此一互相矛盾兩極化的要求，其解決方法是在滿足福祿數相似之要求下，儘可能提高風洞的運轉風速以保證流場特性的雷諾數獨立性。

3.3.2 對煙囪廢氣昇流之考慮

如前所述模擬邊界層內之擴散現象，必須對煙流之上升加以考慮。有關對模擬廢氣煙流上昇之討論可於 Strom & Halitsky[3.5]，Cermak[3.1]，Isyumov & Tanaka[3.6]，以及 Snyder[3.2]等之論文中見到。

廢氣昇流之相關變數有：

H_s : 煙囪高度
 D : 煙囪直徑 (或有效水力直徑)
 W_s : 煙囪排氣之垂直流速
 U : 煙囪周遭之橫向來流速度
 ρ_s : 煙氣密度
 ρ_a : 環境空氣密度
 $\Delta\rho$: $\rho_a - \rho_s$, 空氣與煙流之密度差
 g : 重力加速度

對由動量效應(momentum effect)及浮昇力效應(buoyancy effect)所主宰之煙流，其相關的模擬參數如下：

- (1) 煙囪垂向排氣與周遭橫向來流速度之比值， W_s/U 或者動量通量 (momentum flux) 之比值， $\rho W_s^2 / \rho_a U^2$ ；
- (2) 基於煙氣與周遭空氣之密度差及煙囪直徑之福祿數 (慣性力與浮升力之比)，(a) 以煙氣密度作為參考密度之福祿數 $F_{rs} = W_s / (gD\Delta\rho / \rho_s)^{1/2}$ ，(b) 以周遭空氣密度作為參考密度之福祿數 $F_{ra} = W_s / (gD\Delta\rho / \rho_a)^{1/2}$ ；
- (3) 煙流與周遭空氣之密度比， ρ_s / ρ_a ，或密度差比 $\Delta\rho / \rho_a = (\rho_a - \rho_s) / \rho_a$ ；
- (4) 煙氣之雷諾數， $R_{ss} = W_s D / \nu$ ，以及周遭來流之雷諾數 $R_s = UD / \nu$ ；
- (5) 幾何尺度比， D / H_s ；

上述之模擬參數，可綜合煙流幾何現象之尺度關係；

$$\frac{l_m}{H_s} = \frac{1}{2} \left[\frac{\rho_s W_s^2}{\rho_a U^2} \right]^{\frac{1}{2}} \left[\frac{D}{H_s} \right] \quad (3.9)$$

$$\frac{l_b}{H_s} = \frac{1}{4} [F_{rs}]^{-2} \left[\frac{D}{H_s} \right] \left[\frac{\rho_s W_s^2}{\rho_a U^2} \right]^{\frac{3}{2}} \left[\frac{\rho_a}{\rho_s} \right]^{\frac{3}{2}} \quad (3.10)$$

式中 l_m 及 l_b 分別為煙氣昇流現象之動力尺度(momentum length)與浮力尺度(buoyancy length)。煙流上昇之弧形軌跡及高度可由 l_m 與 l_b 表示。在模擬煙囪廢氣昇流之實驗中，在原型與模型間如何保持(3.9)與(3.10)式中，各括弧內之參數相似必須審慎考量。

由於在風洞實驗中，使用縮尺模型，如在模型與原型間保持密度比與動量通量比相似，則同時欲維持福祿數相似性非常困難，蓋風洞中之風速必須以方根之方式縮小，以致遭遇到低流速下維持流場穩定上的困難，有關對此問題之討論及範例，可在張能復等人(1988)之報告中見到。

A. 近場煙流行為之模擬

根據上述參數對模擬近場煙流行為，美國環保署[3.2]之指引中，提出如下建議：

(1) 煙氣下沖之問題 — 煙氣下沖進入圓柱型煙囪尾流內之模擬相似要求。

(a) 原型煙囪的雷諾數 $R_e (=UD/\nu)$ 大於 105，則模型之雷諾數亦應維持在大於 105，如使用模型外表加粗等之技巧，則此項雷諾數之要

求至多可減少一半；

(b) 如原型煙囪之雷諾數小於 10^5 ，則模型之雷諾數大於 400 即可；

(c) W_s/U ， ρ_s/ρ_a 以及 $W_s/(gD\Delta\rho/\rho_a)^{1/2}$ 三參數在原型與模型間必須相似。

(2) 無煙氣下沖之問題 — 在地形地物等之氣動力影響之下之煙流擴散模擬相似要求。

(a) 煙氣的雷諾數儘可能提高，最好能超過 15,000，如果必須將煙氣之雷諾數減小至小於 2,300，則可能需將煙囪內壁加粗以保證其為紊流溢出，如果必須將煙氣之雷諾數減至小於 300，則需更謹慎的探討。

(b) W_s/U ， ρ_s/ρ_a 以及 $W_s/(gD\Delta\rho/\rho_a)^{1/2}$ 三參數在原型與模型間必須相似。這些相似要求通常侷限模型之縮尺不得小於 1/400。

B. 遠場煙流行為之模擬

考慮到初始動量及浮力，Briggs[3.8]之煙流軌跡方程可寫成：

$$\left\{ \frac{\Delta h}{H_s} \right\}^3 = \frac{3}{\beta_1^2} \left[\frac{\rho_s W_s^2}{\rho_a U^2} \cdot \frac{D^2}{4H_s^2} \right] \left[\frac{x}{H_s} \right] + \frac{3}{\beta_2^2} \left[\frac{gD^2 W_s \Delta \rho}{4\rho_a U^3 H_s} \right] \left[\frac{x}{H_s} \right]^2 \quad (3.11)$$

$$= \frac{3}{\beta_1^2} \left[\frac{I_m}{H_s} \right]^2 \left[\frac{x}{H_s} \right] + 4.2 \left[\frac{I_g}{H_s} \right] \left[\frac{x}{H_s} \right]^2 \quad (3.12)$$

式中 Δh 為煙流上昇高度， x 為煙流距煙囪之下游距離， β_1 及 β_2 為捲

增常數(entrainment coefficients), $\beta_1 = 1/3 + U/W_s$, $\beta_2 = 0.6$ 。

根據 Briggs[3.8],

$$l_m = \frac{1}{2} \left[\frac{\rho_s}{\rho_a} \right]^{1/2} \frac{W_s}{U} D \quad (3.13)$$

$$l_b = g \frac{D^2}{4} \frac{W_s}{U^3} \frac{\Delta \rho}{\rho_a} \quad (3.14)$$

l_m 及 l_b 可分別視為因為動量及浮升力所造成煙流曲線的初始半徑。由(3.12)式可看出接近煙囪的煙流由初始動量主控，隨著煙氣之下飄，浮升力逐漸接替成為主控因素。

對遠場煙流，Hoult[3.9]建議，在避免煙氣下沖的條件下，可忽略對初始動量的之要求，而以下式來模擬：

$$\left(\frac{l_b}{H_s} \right)_m = \left(\frac{l_b}{H_s} \right)_p \quad (3.15)$$

式中足碼 m 及 p 分別代表模型及原型。此種模擬方法的優勢是在滿足(3.15)式之情況下，可扭曲、改變 ρ_s , ρ_a , W_s , D 或 U 之數值。

根據上述討論，對模擬遠場煙流行為，美國環保署之指引中，提出如下之建議：

(1) 保證煙氣釋流之紊流特性

(2)根據“精確度”的不同，可採用：

(a)滿足 l_m/H_s 及 l_b/H_s 之相似

(i)滿足幾何相似率，

(ii)扭曲煙囪之直徑，但須避免煙氣下衝，

(b)滿足 l_b/H_s 之相似

(i)滿足幾何相似率，

(ii)扭曲煙囪之直徑，但須避免煙氣下衝。

3.3.3 對邊界層模擬之考慮

大氣邊界層內煙氣擴散之物理模擬試驗，除了對煙囪廢氣昇流之模擬外，尚需模擬邊界層來流。模擬工作包括有邊界層厚度，邊界層內風速之垂向分佈及紊流強度及結構之相似。

(1)平均風速剖面

一般常用規範邊界層風速剖面的有兩定律，一為指數律(power law)，另一則為對數律(logarithmic law)。

(a)指數律(power law)

傳統上，水平方向均佈之地形的平均風速剖面，是用指數律表示：

$$\frac{U(z)}{U_\delta} = \left(\frac{z}{\delta}\right)^\alpha \quad (3.16)$$

式中 U ：縱向平均風速； z ：地表上高度； U_δ ：梯度風速； δ ：大氣邊界層厚度； α ：指數。在現行工程應用中之假設為：(i) 一個 α 為定值之指數律可適用至梯度高度 δ 及(ii) 邊界層厚度 δ 僅只為指數 α 的函數。

(b) 對數律(logarithmic law)

越接近地表的地方，其風速的擾動性越高，解析描述也就越加困難。在地表層(或稱之為常應力層 $0 < z < z_i$ ， $z_i \approx 0.1\delta$)其剪應值 τ_0 與地面之剪應力值 τ_0 極為接近，且其橫風向之風速分量 V 極小。對邊界層橫風向之平均風速方程積分至高度 z_i ，再加以整理可得

$$z_i = b \frac{u_*}{f} \quad (3.17)$$

式中 u_* ：剪力風速 $= (\tau_0 / \rho)^{0.5}$ ； f ：科氏力參數； ρ ：空氣密度； b ：常數，其值約在 0.015 至 0.03 之間。

近期微氣象學研究的一些結果顯示，在地表層其平均風速剖面可以下式表示

$$U(z) = \frac{1}{k} u_* \ln \frac{z}{z_0} \quad (3.18)$$

式中 k (≈ 0.4) 為 von Karman 常數； z_0 為地表粗糙長度(roughness length)。式(4-18)即為通常所稱之對數律。實場量測結果指出 (Carl,

Tarbell & Panofsky, [3.10])，在強風之情況下，對數律之適用範圍可達數百公尺之高度。

(1) 紊流特性

紊流強度是紊流擾動流速大小的表達方式。將擾動風速之均方根值 (root mean square) 除以平均風速值，以百分比之方式表達出來，邊界層中等特定高度 z 之紊流強度，其定義如下：

$$T_i(\%) = \frac{(\bar{u}_i^2)^{0.5}}{U_i} \times 100\% \quad (3.19)$$

$T_i(\%)$ ： i 方向上之紊流強度； u_i ： i 方向上之擾動風速； U_i ： i 方向之平均風速。縱向擾動風速之均方值與地表剪應力風速有下列關係：

$$\bar{u}_1^2 = \beta u_*^2 \quad (3.20)$$

β 值通常假定與高度無關。在一般工程應用上可取為 0.6。在非常粗糙的地況下，其值可低達 0.4。

除上述之參數相似要求之外，模型與原型之地表邊界條件必須保持相似。地表邊界條件之相似包括：

- (a) 地表粗糙物之分佈
- (b) 地形變化
- (c) 地表溫度之分佈*

由於本案模擬之對象為中性穩定狀態之大氣邊界層，故(c)項要求不予考慮。

在風洞中進行縮尺模擬試驗時，為避免有層流次層(viscous sublayer)之不實情況產生，模型表面之突出尺度 ε ，必須滿足

$$\frac{\varepsilon u_*}{\nu} > 20 \quad (3.21)$$

式中 u_* 摩擦速度(friction velocity)， ν 為空氣黏滯係數。

第四章 實驗設計與設備、儀器配置

本章討論在本研究案中所使用之實驗設備、測量技巧。本章所涉及之內容在大氣環境與風力工程之應用中大都已發展至相當成熟的地步，並且得到廣泛的使用，所以只需做概括性的陳述。

4.1 風洞設備

本案物理實驗所使用之風洞設備為淡江大學第一號邊界層風洞，該風洞屬於吸入、開放型，如圖 4.1.1 所示。

風洞實驗段長 18.0 米，其斷面寬 3.2 米、高 2.0 米，風洞頂板高度可分七段調整，其最大調整高度為 0.4 米。十六槳葉之軸流式風扇 (axial fan) 其直徑為 2.2 米，由具 175 匹馬力之直流無段變速馬達帶動。風速可經由控制風扇之轉速而得到調整，其流速範圍為 0.7 米/秒至 15 米/秒。風洞進口段之收縮比為 4:1，進口段設有蜂巢管及四層之阻尼網 (dumping screen)，風洞內自由流之紊流強度均為 1%。

在風洞實驗段距進口 13.5 米處設有直徑 3 米之旋轉工作平台 (turn table)。平台採雙層設計，有效地解決了一般風洞所經常帶有之氣密性問題。平台可經由電腦操控轉動，其數位式角度計之量測精度可達 0.1 度。實驗段裝有一台三軸向之載具天車，可透過數位式天車之操作，在整個實驗段進行量測。旋轉台之一側設有觀測室，可透過大型之加強落地窗戶對實驗進行觀測記錄。

開放式邊界層風洞是設計應用於研究中性穩定邊界層之大氣擴散與風力工程問題。根據 Cermak 與其他專家之意見 (Hunt & Femholz[4.1])，其最佳尺寸為實驗段長 20 米，寬度至少為 3 米，高度約 2 米，最高風速應在 10 米/秒以上。表 4.1.1 顯示當今世上此一類及風洞之主要參數。與西方主要大學和風工程顧問公司風洞實驗室之風洞設備相比，不論在設計理念以及尺寸規格、性能等之要求上，顯而可見，淡江大學之邊界層風洞不但毫無遜處，在許多方面上甚至具有凌駕之勢。

4.2 流場之模擬

核一廠廠址所在位於台北縣石門鄉為一背山面海之地區，因為鄰近有山勢、丘陵及海岸，故其邊界層來流以兩種方式模擬，其一為由海面吹往陸地的風向， α 估計應在 0.1 左右，邊界層之厚度， δ 約為 220 米 (ANSI, [4.2])，地表粗糙長度 z_0 應介於於 0.003 至 0.01 間 (Cook,N.J, [4.3])。縱向紊流強度值 T_i ，即 $\sqrt{\overline{u'^2}}/U$ ，在接近地面處小於 0.17，在 $z = 120$ 米處應小於 0.12 (Cook,N.J, [4.4])；另一組則為一般開闊地形， α 估計應在 0.18 左右 (Snyder, [3.2])。邊界層之厚度， δ 約為 300 米 (Counihan, [4.5])，地表粗糙長度 z_0 應介於於 0.1 及 0.03 之間 (Simiu & Scanlan, [4.6])。縱向紊流強度值 T_i ，在接近地面處約為 0.35，在 $z = 60$ 米處約為 0.2，在 $z = 120$ 米處約為 0.15 [3.2]。

4.3 風速量測

本實驗風速測量所使用之儀器包括有(見圖 4.3.1)：

(一) 皮托管 (pitot-static tube) — 用於風洞內風速之監控。

(二) 熱風速儀 (thermal anemometer) — 用於對邊界層風速剖面及紊流特性之量測。此套 TSI 公司生產之熱風速儀量測系統包括有

IFA-300 智慧型風速儀(anemometer)

model 1210-20 一般用途熱膜探針(hot film probe)

model 1125 探針率定器(probe calibrator)

所謂熱風速儀是利用電流通過金屬導線時會使導線溫度升高，而當流體流經金屬表面時會帶走部分熱量之原理來量測流體之速度。其基本電路為如圖 4.3.2 所示之惠斯頓電橋(Wheastone bridge)。當探針(probe)所在位置之電阻 R 值因溫度之改變而改變時，會使電橋失去平衡。探測元(sensor)之運作方式可採用恆電流式(constant current)及恆溫式(constant temperature)兩種。

本研究中心所有之恆溫式流速儀，利用補償電路(compensating circuit)，因應流速之變動，對流經探測元之電流做瞬間之改變來維持探測元之操作溫度固定不變(因而探測元之電阻亦不變)，使電橋保持平衡狀態。吾人可經由回饋電壓的變化來得知所要量測流場中流速之變化。熱膜探針之探頭，即所謂之探測元為一長 1.0mm 直徑 0.005mm 之石英棒(quartz rod)，上面覆以高純度之鉑金膜(platinum film)，其外，再覆以一層鋁質之保護薄膜。

探針是採用 TSI Model 1125 探針率定器依照廠商所設定之標準程序進行率定。探針經過率定後可得到探針回饋電壓和風速間之切確關係。有效風速， V_{eff} ($V_{eff} = V \cos \alpha$)， V 為來流風速， α 為來流與垂直於探測元軸線之夾角)為電橋電壓 E 之函數。基本率定中兩者之擬合曲線，可以下一多項式表示：

$$V_{eff} = K + AE + BE^2 + CE^3 + DE^4$$

式中之係數 K、A、B、C 及 D 可以在率定中得到。

量測與率定時因溫度之差別對電壓所產生之影響可以下式修正：

$$E = E_b \times \sqrt{\frac{T_s - T_c}{T_s - T_e}}$$

E_b : 電橋之輸出電壓

T_s : 探測元之操作溫度 (~250°C)

T_c : 率定時之溫度

T_e : 測試時之溫度

量測與率定時因大氣壓力改變(流體之密度亦隨之改變)而對所量測到流速的影響可以下式修正：

$$V_{eff(cor)} = \frac{P_c}{P_e} \times V_{eff}$$

P_c : 率定時之大氣壓力

P_e : 測試時之大氣壓力

$V_{eff(cor)}$: 經過密度修正後之有效流速

由風速儀所輸出之電子訊號經過類比/數位轉換器(A/D converter)由電腦系統讀取而後進行計算、分析及紀錄、存檔。

測試時探針是架設在風洞內由電腦所控制之載具天車上，天車可在三個軸向上作獨立之移動。探測元之軸線呈水平且與逼近流之流向垂直。

4.4 污染濃度量測

碳氫化合物示蹤氣體之釋放、採樣及濃度分析系統如圖 4.4.1 所示。

4.4.1 釋放系統

示蹤氣體 (tracer) 包括由甲烷、空氣及氫氣所組合而成之混合氣體。混合氣體之百分比是經由三架單管之浮子流量計 (single tube flowmeter) 所控制。

非標準狀況及非空氣之流體其相等於標準狀況下之空氣流量可以下式計算得到。

$$\begin{aligned} Q_{air} &= K_{gas} \times Q_{gas} \\ &= \left(G \times \frac{T_{act}}{T_0} \times \frac{P_0}{P_{act}} \right)^{\frac{1}{2}} \times Q_{gas} \end{aligned} \quad (4.1)$$

式中 Q_{air} : 標準狀況下之相等空氣流量

Q_{gas} : 所用氣體之流量

G : 所用氣體之比重

T_{act} : 使用狀況之絕對溫度 (°k)

T_0 : 標準狀況時之絕對溫度 (°k)

P_{act} : 使用狀況之大氣壓力

P_0 : 標準狀況下之大氣壓力 (14.7psia)

由釋放閥門所控制之氣體經混氣管混合後，經由模型之煙囪排放入風洞的試驗斷內。

4.4.2 示蹤氣體之採樣與分析

示蹤氣體之採樣與分析是由一架淡江大學所自行設計之氣體採樣系統與一架氣相層析儀 (gas chromatograph) 經由介面板併入由電腦所控制之中心數據採集、處理、分析及結果展示系統。

如圖 4.4.1 所示，淡江大學所自行設計製造之氣體採樣系統是一架先進之採樣系統，它可同時採集 60 個樣本，所採樣本不為外界環境所污染，表現穩定，能在相當寬之濃度範圍內採集到重複性高之樣本，對採樣器，淡大之風洞實驗室設有標準之檢定程序，以確保採樣器之性能表現。

單管 (single column) 氣相層析儀包括有：

1. 火焰離子化偵測器 (flame-ionization detector)
2. 自動溫度控制器 (automatic temperature controller)
3. 差分電表 (differential electrometer)
4. 流動系統 (flow system) - 包括壓力調控及壓力表 (pressure regulator and pressure gauge)

氣相層析儀使用前之率定包括有經由標準濃度之混合氣體，以及實驗室所自行混和之不等濃度之氣體進行系統之線性 - 非線性反應之率定，以及零點偏移量 (zero shift) 之確定。

所能量測到之濃度下限，由儀器之靈敏度及背景濃度 (background concentration) 所定。在整個濃度之測試過程中，背景濃度之量測都包括在內，每一測點之濃度值都經由背景濃度加以修

正。

所量測到之濃度值 C_{mea} ，(單位為 ppm)，背景濃度值 C_{bg} ，以及釋放源濃度值， C_s 可經由下式轉變為模型之濃度係數， C_m

$$C_m = \frac{C_{mea} - C_{bg}}{C_s} \quad (4.2)$$

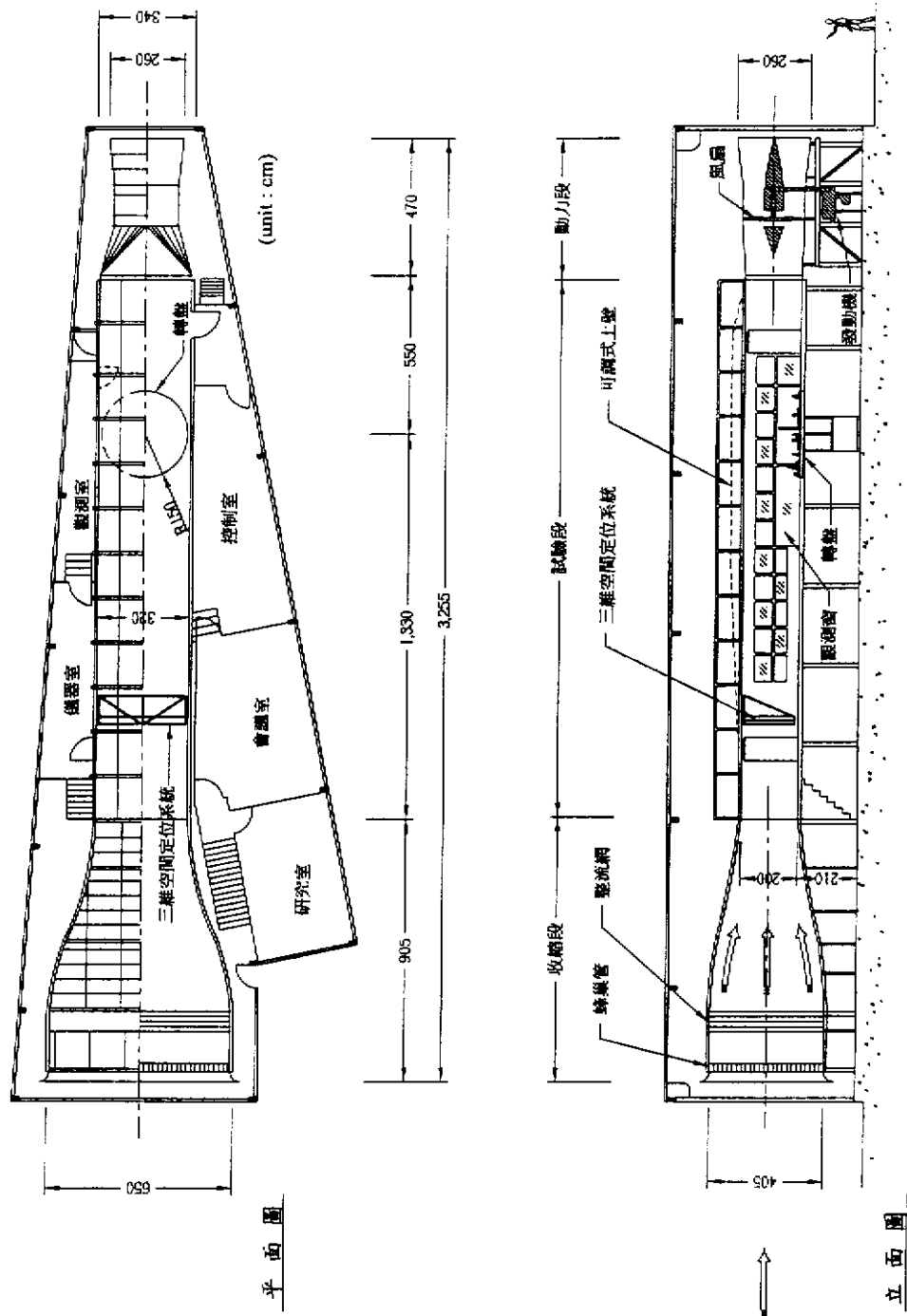
4.5 煙流可視化方法

煙流是以壓縮空氣或示蹤氣體，經由浮子流量計及閥門之控制導入發煙器，而後再經由導管流至風洞內之煙囪而後排出（見圖 4.5.1）。發煙器之煙量及濃度可經由二個閥門加以控制。煙流之照明是由三盞照相用之高強度燈光所提供。

表4.1.1 主要開放式風洞一覽表

	<u>試驗段</u>			<u>收縮比</u>	<u>馬力</u>	<u>速度</u>	<u>紊流度</u>
	長(m)	寬(m)	高(m)		(Hp)	(m/s)	(%)
T. K. U.	18.00	3.20	2.00	4 : 1	175	1~16	1.0
C. S. U.	17.42	3.66	2.13	2.8 : 1	50	1.3~12	1.0
U. of W. Ontario	24.38	2.40	1.68	—	—	0~14.3	—
Oxford U.	14.00	4.00	2.00	2.8 : 1	—	0~30	—
EPA	18.30	3.70	2.10	2.8 : 1	100	0~8	0.5
CPP	22.71	3.66	2.13	—	20	0~9.1	—
RWDI	13.00	2.40	1.90	—	—	—	—

T. K. U. 淡江大學；C. S. U. 科羅拉多州立大學；U. of W. Ontario 西安
大略大學；Oxford U. 牛津大學；EPA 美國環保署；CPP, Cermak
Petersen 風工程顧問公司；RWDI, Rowan Williams&Irwin 風工程
顧問公司



邊界層風洞 I 立面圖 (BLWT I)

圖 4.1.1 淡江大學第一號邊界層風洞平面圖

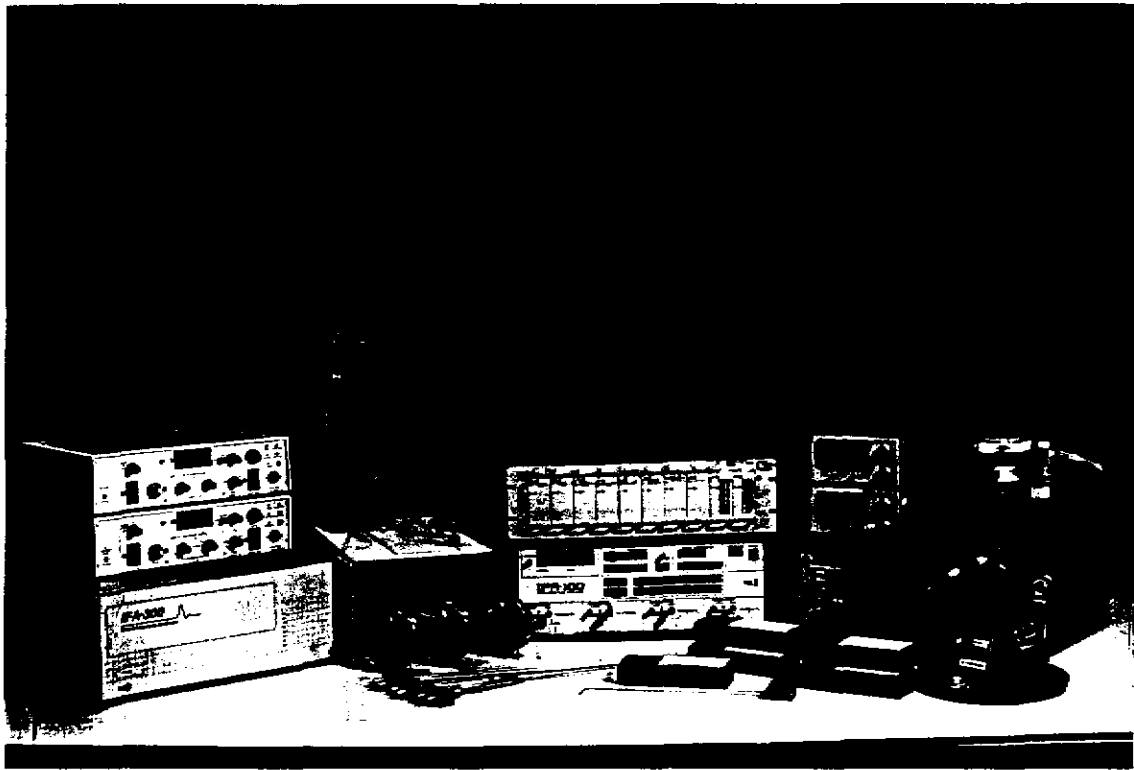
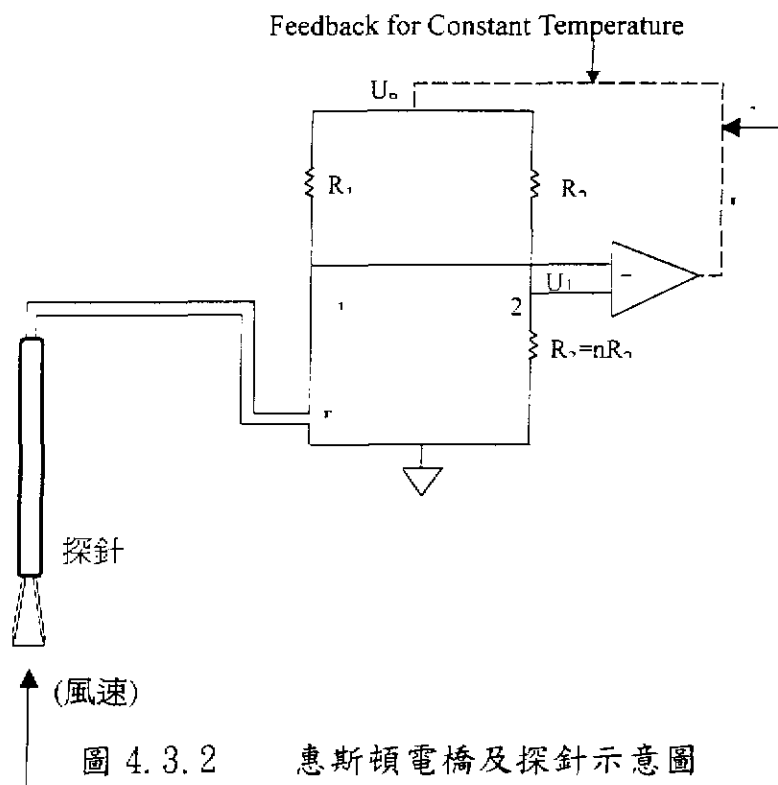


圖 4.3.1 風速量測系統



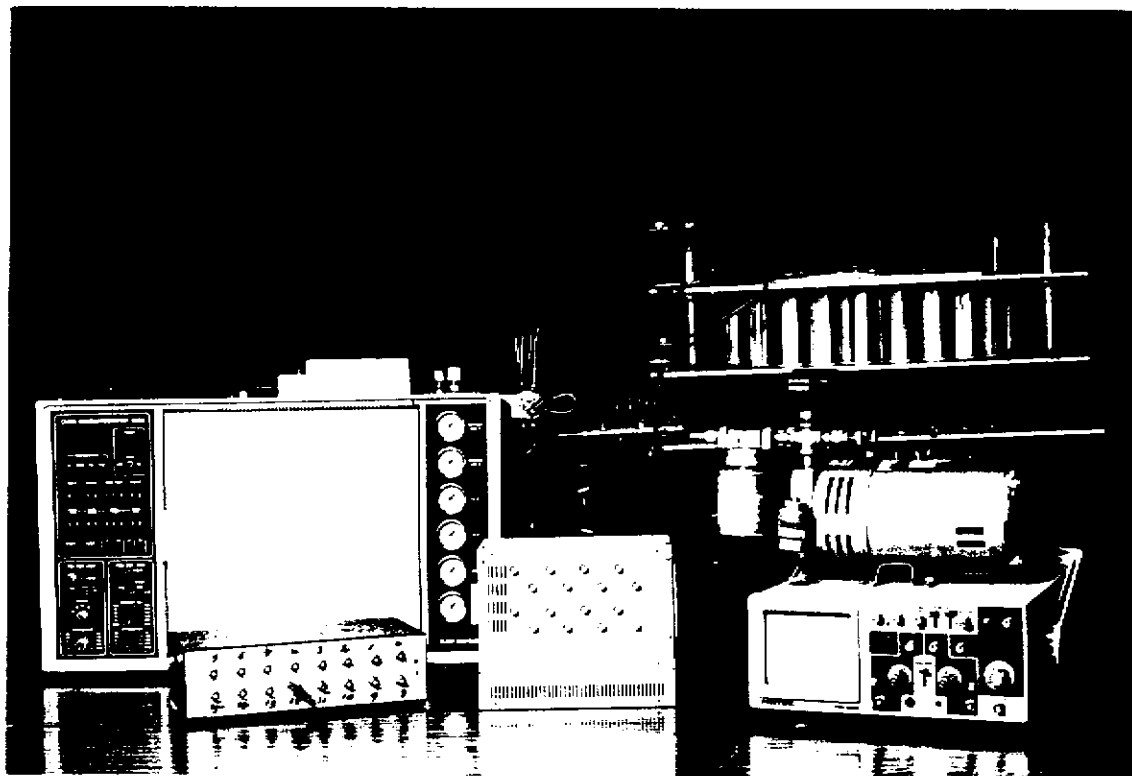


圖 4.4.1 示蹤氣體採樣分析系統

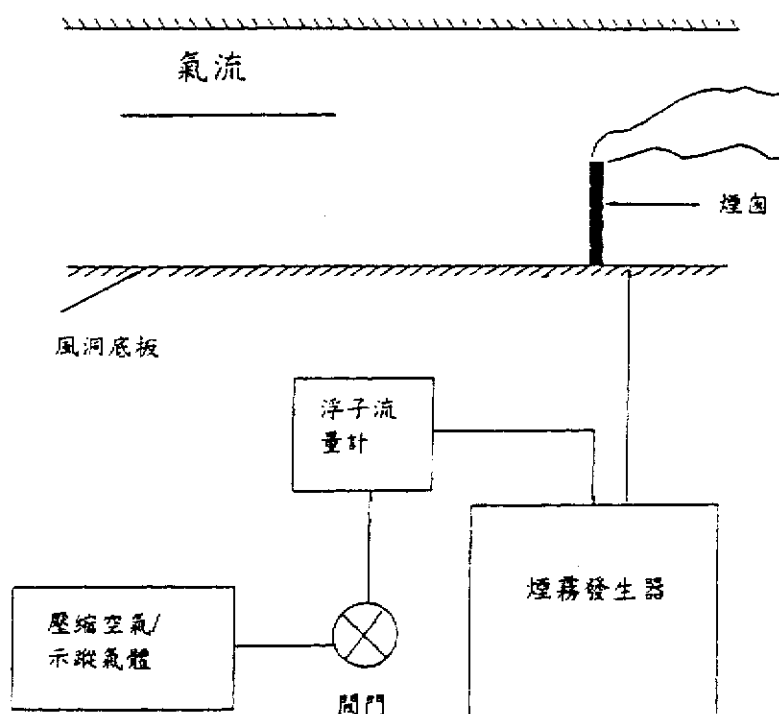


圖 4.5.1 煙流可視化系統

第五章 結果與討論

5.1 邊界層來流發展

在邊界層風洞內從事大氣污染之擴散模擬試驗是一件相當困難的工作。為了模擬浮昇煙流之行為，通常應該使用儘可能大的模型，亦即，必須要在風洞內建立一個儘可能厚的模擬大氣邊界層。由於大型邊界層風洞佔地面積大、造價昂貴，基於經濟及運轉上的考量，最好能以最短的長度發展出一最厚的邊界層，而且這一邊界層在測試段內必須保持在一種平衡穩定的狀態。除此之外，這一個未經擾動的邊界層來流必須是二維的。

在進行擴散模擬之前我們首先發展二組中性穩定之模擬大氣邊界層。邊界層發展之方式採用阻流板(spirer)、龍齒及配套之粗糙元(roughness elements)，如圖 5.1.1 所示。在模擬大氣邊界層之平均風速剖面時，一般在大而均勻的地況下，以指數律(power law)來描述：

$$\frac{U(z)}{U_\delta} = \left(\frac{z}{\delta}\right)^\alpha$$

式中 U ：縱向平均風速； z ：地表上高度； U_δ ：梯度風速；

δ ：大氣邊界層厚度； α ：邊界層風速剖面之冪律指數。

在現行工程應用中之假設為：(i) 一個 α 為定值之指數律可適用至梯度高度 δ 及(ii) 邊界層厚度 δ 僅只為指數 α 的函數。

參數 α 和 δ 通常隨大氣穩定度和地面粗糙度而改變，然而風洞中只能模擬中性穩定狀況，所以 α 和 δ 只隨地面粗糙度而改變。

而越接近地表的地方，其風速的擾動性越高，解析描述也就越加困難。近期微氣象學研究的一些結果顯示，在地表層其平均風速剖面可以下式即對數率表示：

$$U(z) = \frac{1}{k} u_* \ln \frac{z}{z_0}$$

式中 k (≈ 0.4) 為 von Karman 常數; z_0 為地表粗糙長度(roughness length)。

有關各種地況下，各種邊界層之不同參數可參見表 5.1.1。

本期工作所模擬之二組邊界層為：

(a) 代表流經鄉村或低度開發城鎮之大氣邊界層 ($\alpha = 0.18$)

(b) 代表海岸地形之邊界層來流 ($\alpha = 0.1$)

下面我們將就這兩組邊界層的特性作一說明。

(a) $\alpha = 0.18$ 之大氣邊界層流

本案使用錐形擾流板和配套之粗糙元及龍齒組合，在風洞之試驗段內建立一能與現場情況相當之模擬大氣邊界層來流。圖 5.1.2 及圖 5.1.3 分別顯示順風方向之平均流速及紊流強度隨高度變化之剖面曲線。

如將平均風速剖面以雙對數方式（見圖 5.1.4）繪出，吾人可明顯看出可以兩條斜率不等之直線作近似擬合。在 $0.1 \leq z/z_\delta \leq 1.0$ 之範圍內（換言之即邊界層之上部 90%）其斜率，亦即為 α 值， $\alpha = 0.18$ （參見圖 5.1.5）。 $z/z_\delta \leq 0.1$ 部分（邊界層之底下 10%，即通常所謂之表面層）可以對數率，對 $z_0 = 0.13$ 做近似完美之擬合。（參見圖 5.1.6），風速頻譜顯示在圖 5.1.7，符合斜率 $-5/3$ 之要求。

(b) $\alpha = 0.1$ 之大氣邊界層流

本組邊界層則以龍齒加以模擬，圖 5.1.8 及圖 5.1.9 分別顯示順風方向之平均流速及紊流強度隨高度變化之剖面曲線。

將平均風速剖面以雙對數方式（見圖 5.1.10）繪出，吾人可明顯看出可以兩條斜率不等之直線作近似擬合。在 $0.1 \leq z/z_\delta \leq 1.0$ 之範圍內其斜率 $\alpha=0.1$ （參見圖 5.1.11）。 $z/z_\delta \leq 0.1$ 部分（即表面層）可以對數率，對 $z_0 = 0.00013$ 時做擬合。（參見圖 5.1.12），風速頻譜顯示在圖 5.1.13，亦符合斜率 $-5/3$ 之要求。

橫向風場之均勻性顯示在圖 5.1.14 及 5.1.15 上，量測位置為旋轉工作平台中心斷面上，距風洞地面 130cm 處，均勻性在 2% 之內；距風洞地面 20cm 處，均勻性在 5% 之內。

整體而言，以上之模擬結果與 ESDU (1974) 所綜合提供之實場資料基本上吻合。

5.2 擴散特性之檢定

在兩組邊界層內從事初步之擴散特性量測，主要作用是檢測在風洞之轉盤及其下風處約 1.5 米之內的測試段，其擴散特性與大氣中之擴散特性相似。

示蹤氣體 (tracer) 包括由甲烷及氫氣所組合而成之混合氣體。混合氣體之百分比是經由單管之浮子流量計 (single tube flowmeter) 所控制。非標準狀況及非空氣之流體其相等於標準狀況下之空氣流量可以下式計算得到：

$$Q_{air} = K_{gas} \times Q_{gas} = \left(G \times \frac{T_{act}}{T_0} \times \frac{P_0}{P_{act}} \right)^{\frac{1}{2}} \times Q_{gas}$$

式中 Q_{air} : 標準狀況下之相等空氣流量

Q_{gas} : 所用氣體之流量

G : 所用氣體之比重

T_{act} : 使用狀況之絕對溫度 (°K)

T_{act} : 使用狀況之絕對溫度 (°k)

T_0 : 標準狀況時之絕對溫度 (°k)

P_{act} : 使用狀況之大氣壓力

P_0 : 標準狀況下之大氣壓力 (14.7psia)

由釋放閥門所控制之示蹤氣體經混氣管混合後，經由設於轉盤前端距地 20 公分之煙囪排放入風洞之試驗段內。風洞內自由流之風速約為 2.5 米。

地表濃度採樣點是分佈在以煙囪為起點沿著風向之主軸線兩旁展開之扇形面上，在距煙囪 2.9、3.9 及 4.9 米之距離上各取一弧，第一弧每隔 10 公分設一點，共 11 點；第二弧每隔 8.5 公分設一點，共 20 點；第三弧每隔 9 公分設一點，共 25 點，合計為 56 點。測試結果如圖 5.2.1 所示，橫軸為各採樣點與通過煙囪之中心軸線之距離，濃度分佈符合 normal distribution 之條件。

表 5.1.1.1 大氣邊界層之 α 、 δ 及 Z_0 建議值

參考文獻	<u>Coastal Area</u>			<u>Open Terrain</u>			<u>Suburban Terrain</u>			<u>Centers of Large City</u>		
	α	δ (m)	Z_0 (m)	α	δ (m)	Z_0 (m)	α	δ (m)	Z_0 (m)	α	δ (m)	Z_0 (m)
Davenport[2.2]	-	-	-	0.16	275	-	0.28	400	-	0.40	520	-
ANSI[2.3]	0.1	215	-	0.14	275	-	0.22	370	-	0.33	460	-
Cook, N. J[2.4]	-	-	0.003-0.01	-	-	0.03-0.1	-	-	0.3	-	-	0.8
ESDU[2.5]	-	-	-	-	-	0.02-0.1	0.26	-	0.2-0.6	0.35	-	0.7-1.2
蔡益超[2.6]	0.11	233	-	0.15	300	-	0.25	400	-	0.36	500	-

α ：邊界層風速廓線冪律指數
 δ ：邊界層厚度
 Z_0 ：粗糙長度

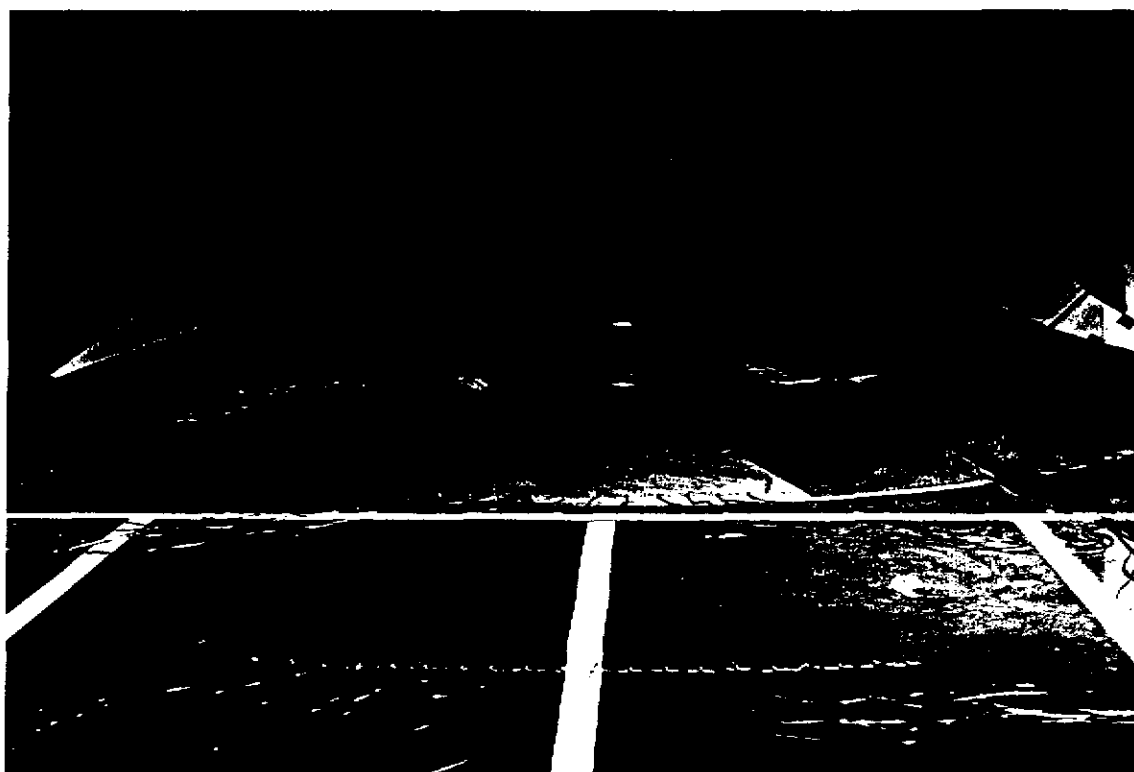


圖 5.1.1 邊界層發展所採用阻流板、龍齒及配套之粗糙元

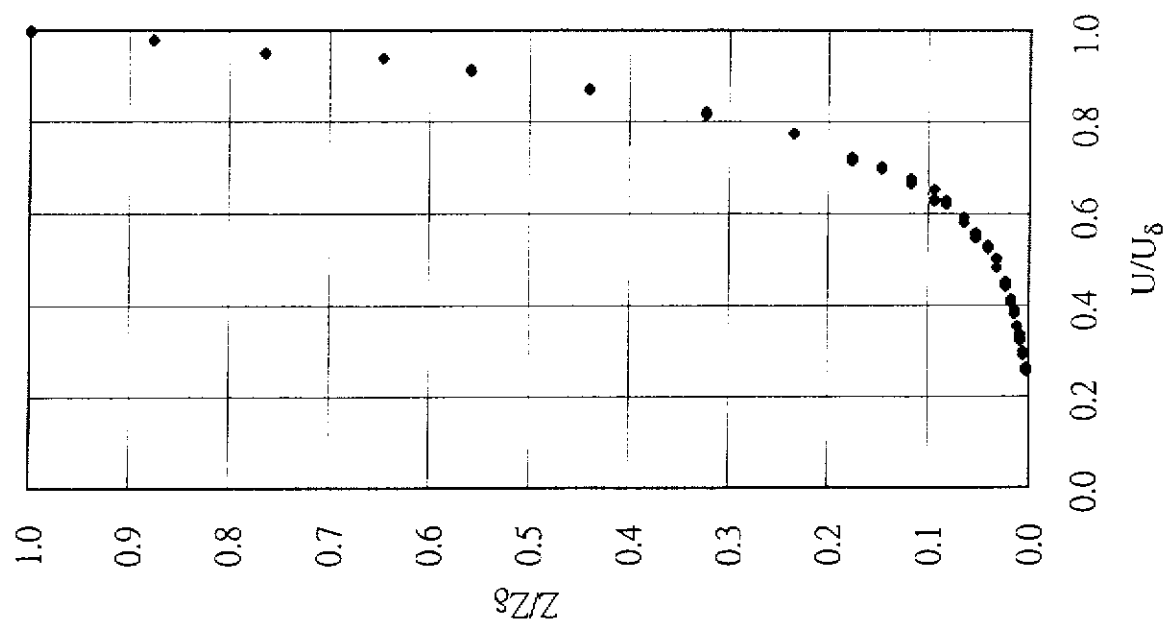


圖5.1.2 平均風速剖面($\alpha=0.18$)

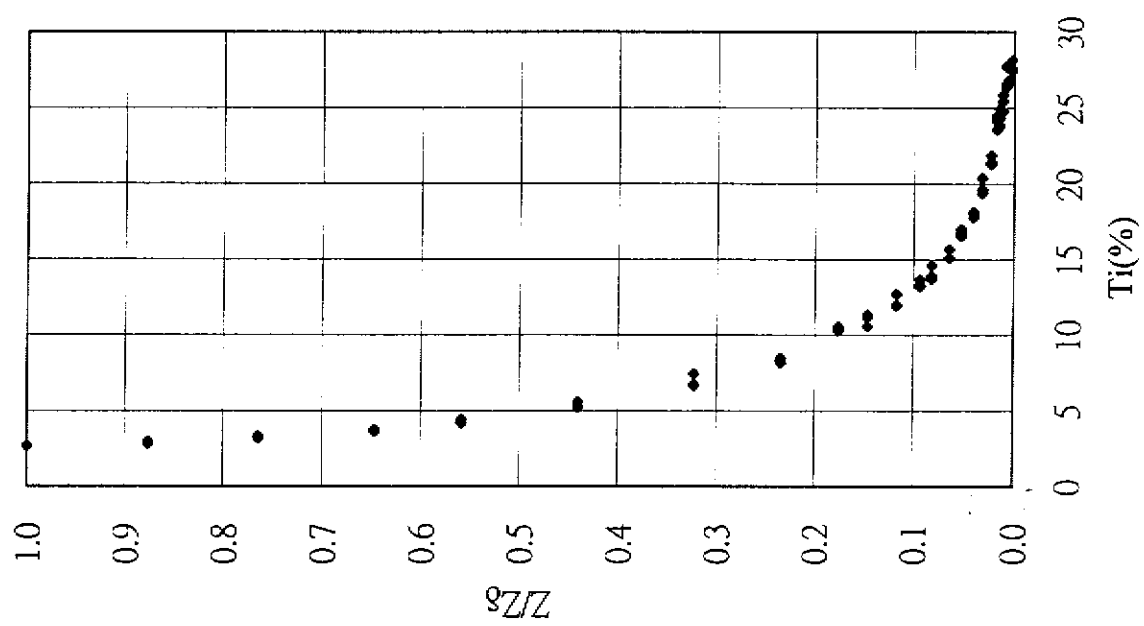


圖5.1.3 縱向紊流強度($\alpha=0.18$)

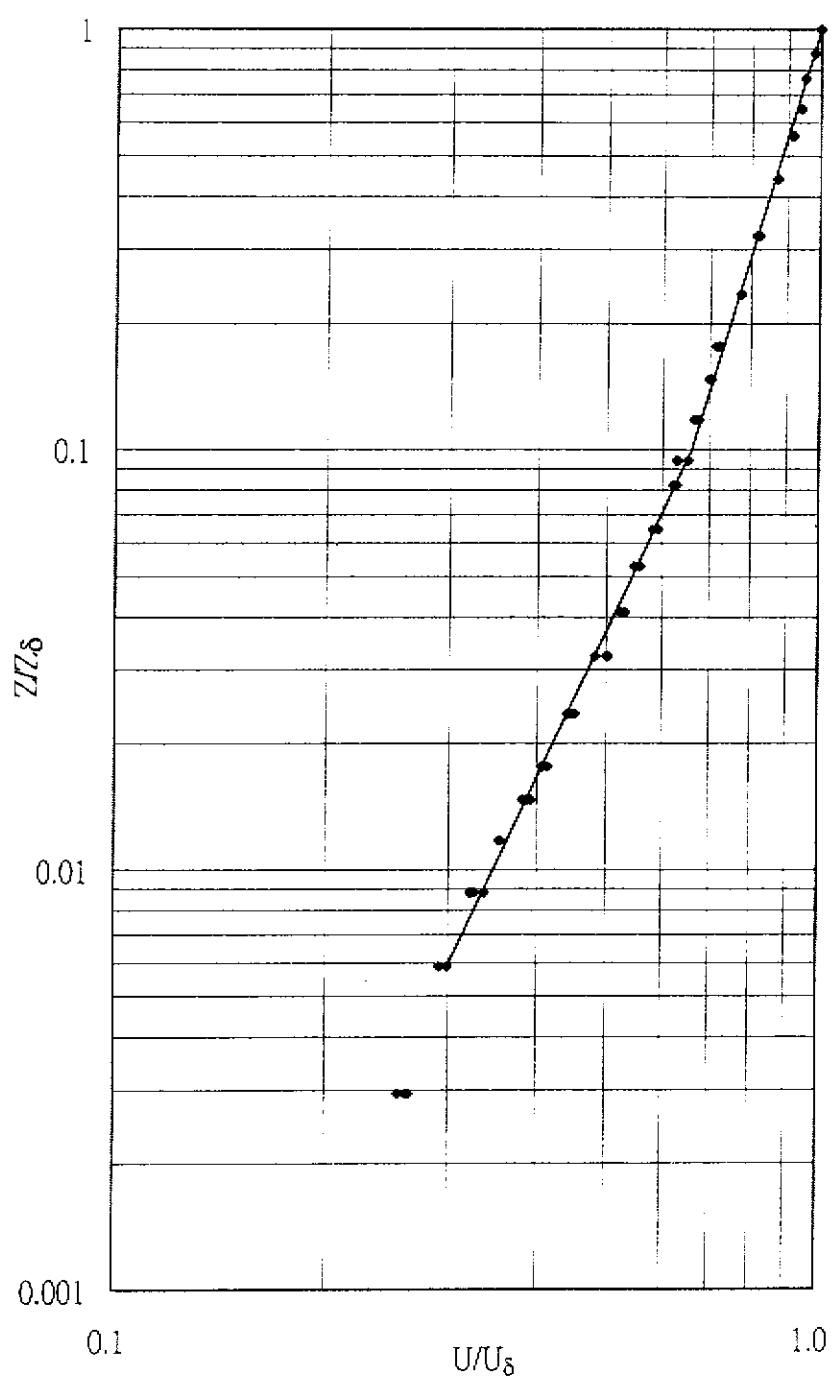


圖 5.1.4 平均風速剖面 (雙對數軸, $\alpha=0.18$)

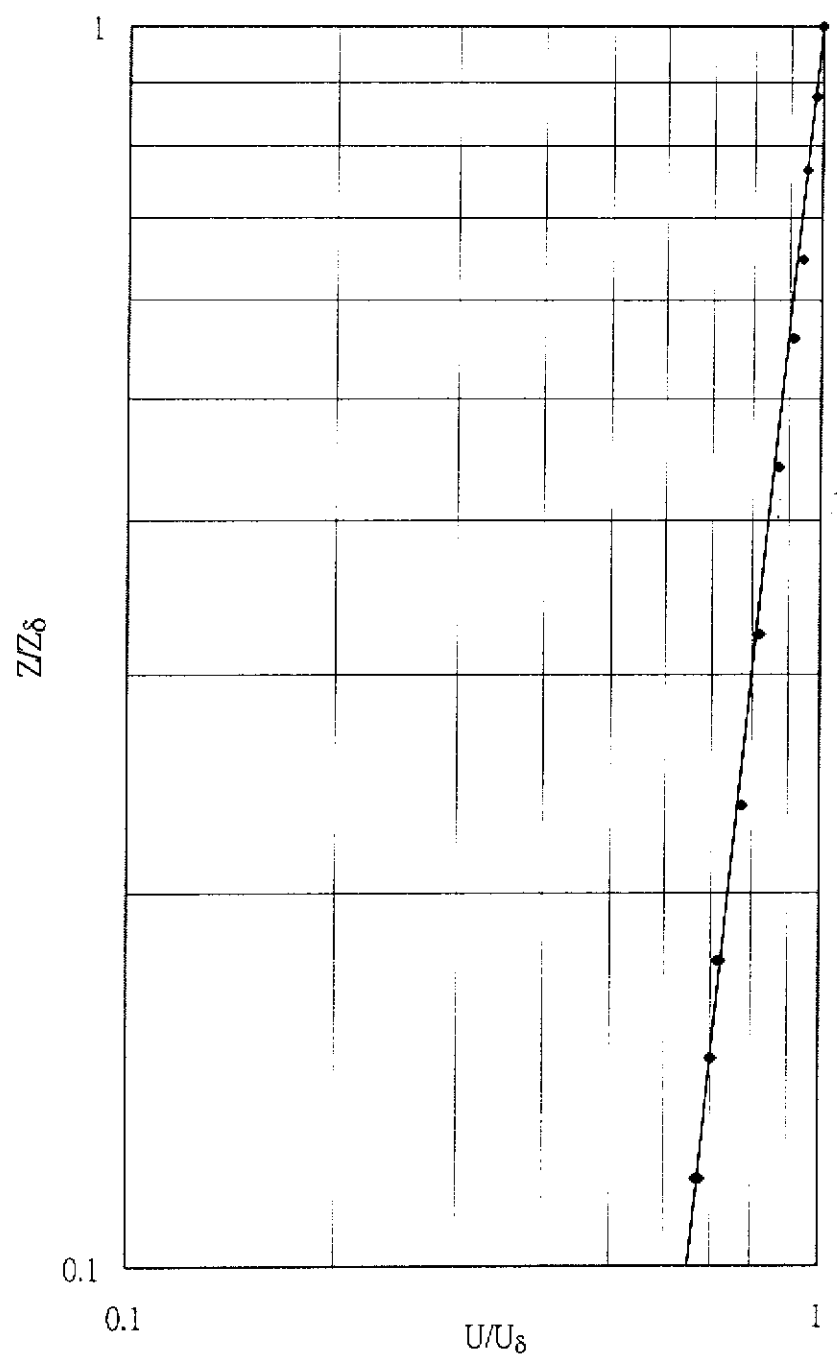


圖5.1.5 平均風速剖面
(指數律方式, 90% of δ , $\alpha=0.18$)

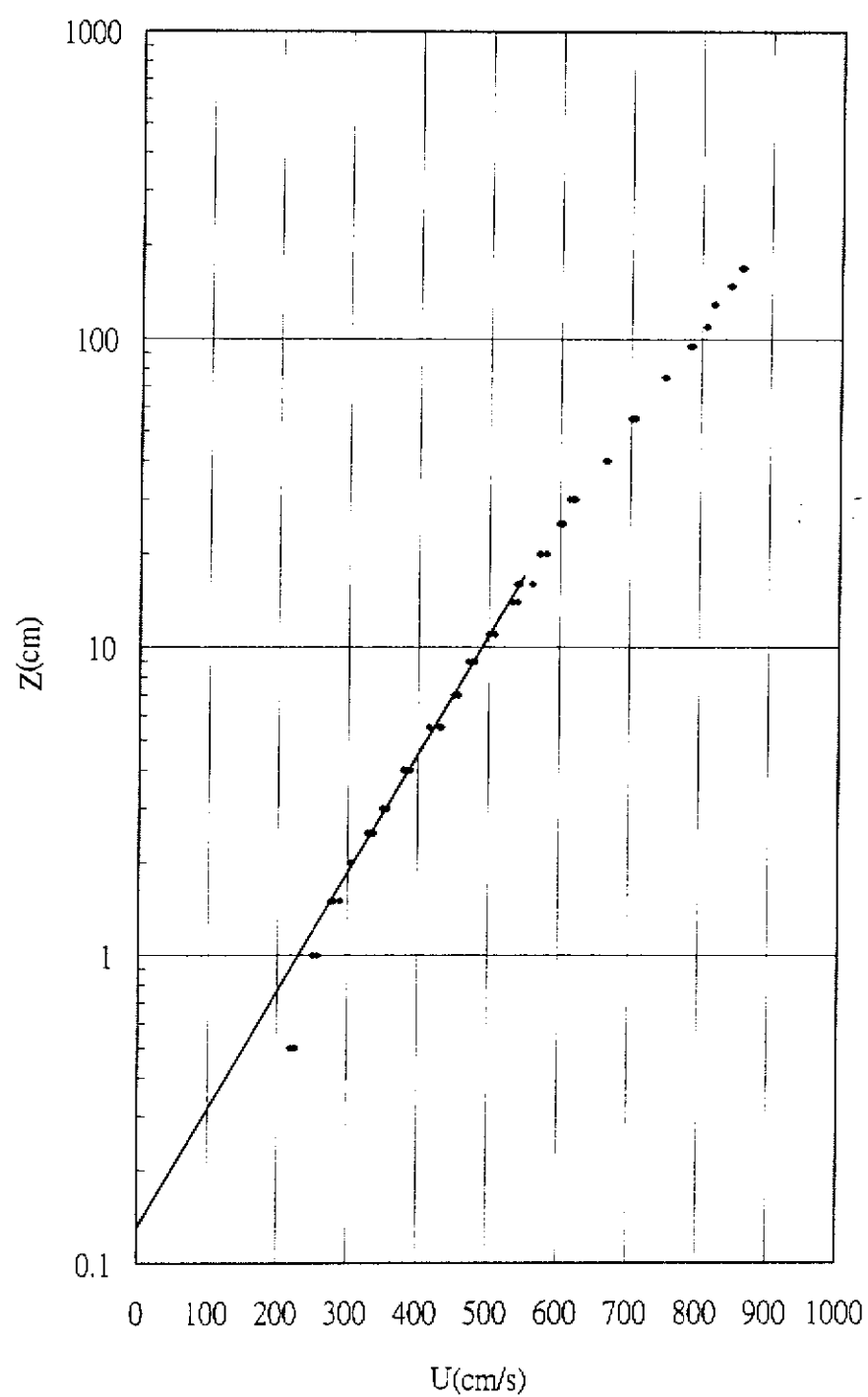


圖5.1.6 平均風速剖面
(對數律方式, $\alpha=0.18$)

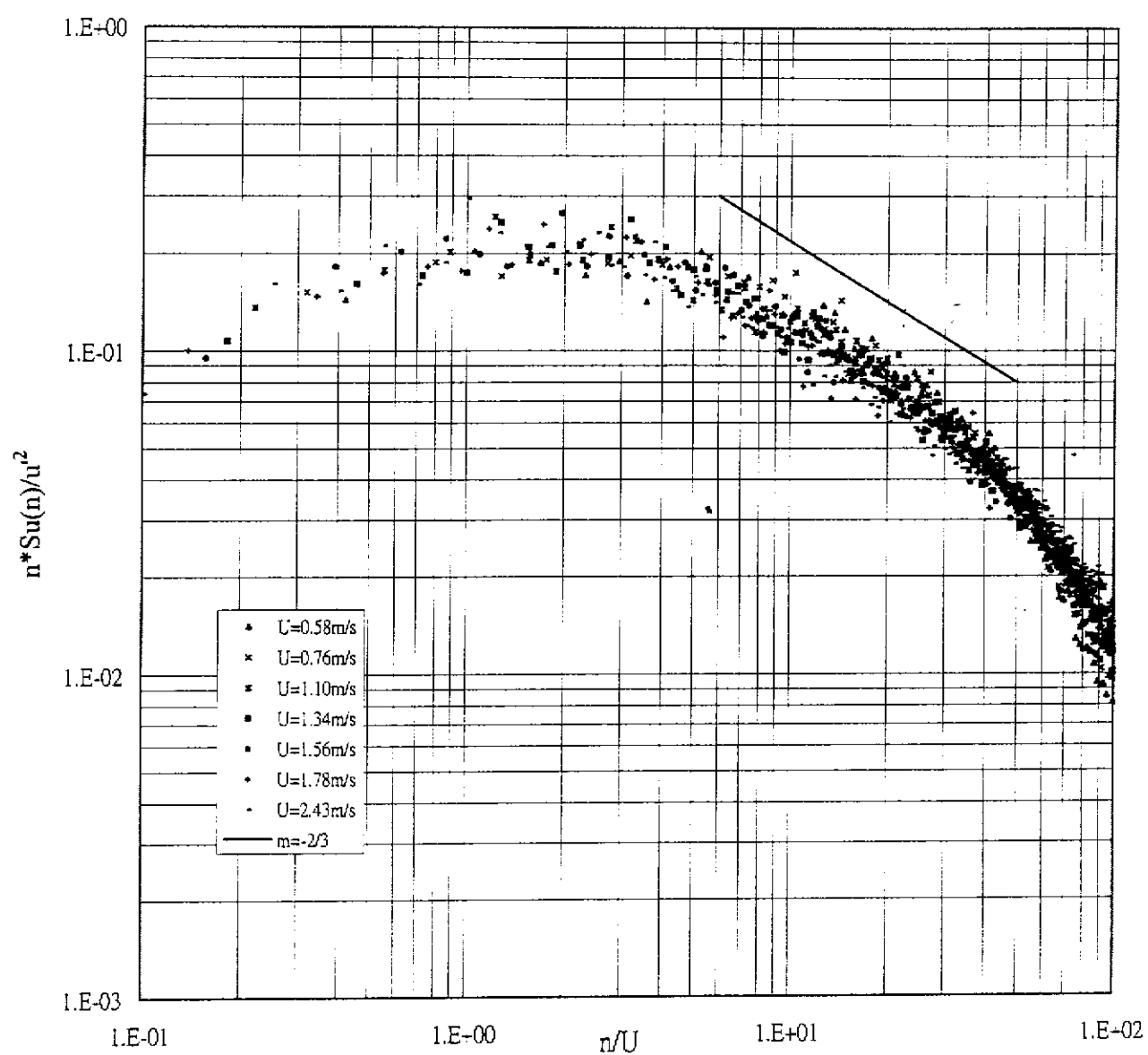


圖5.1.7 縱向擾動風速頻譜($\alpha=0.18$)

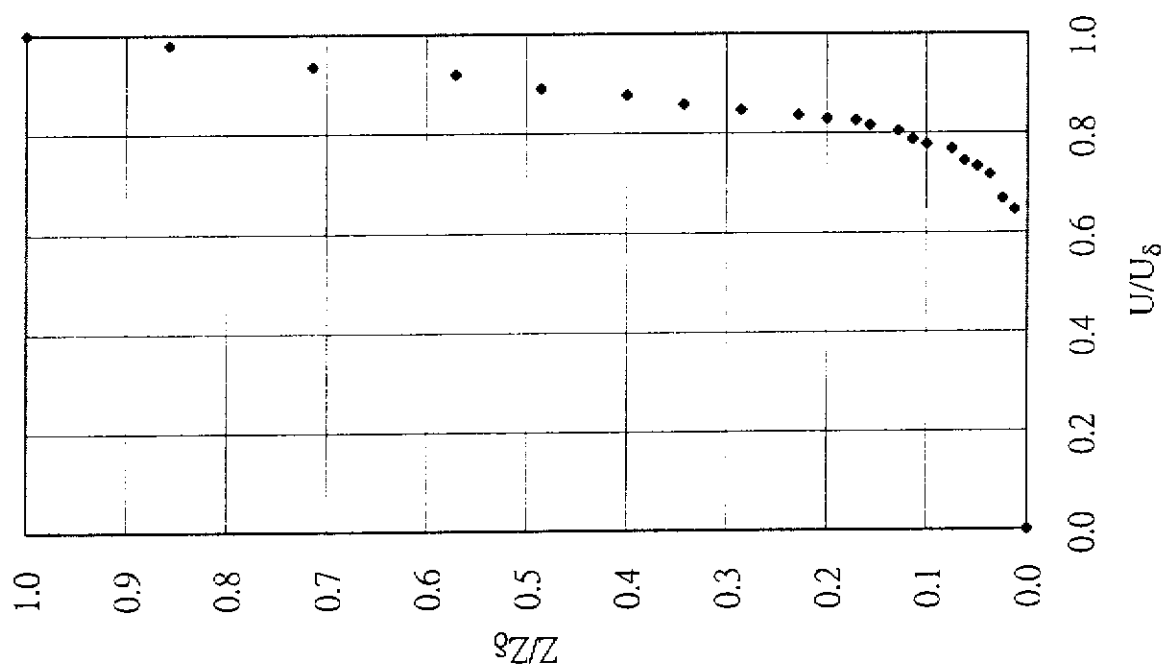


圖5.1.8 平均風速剖面圖($\alpha=0.1$)

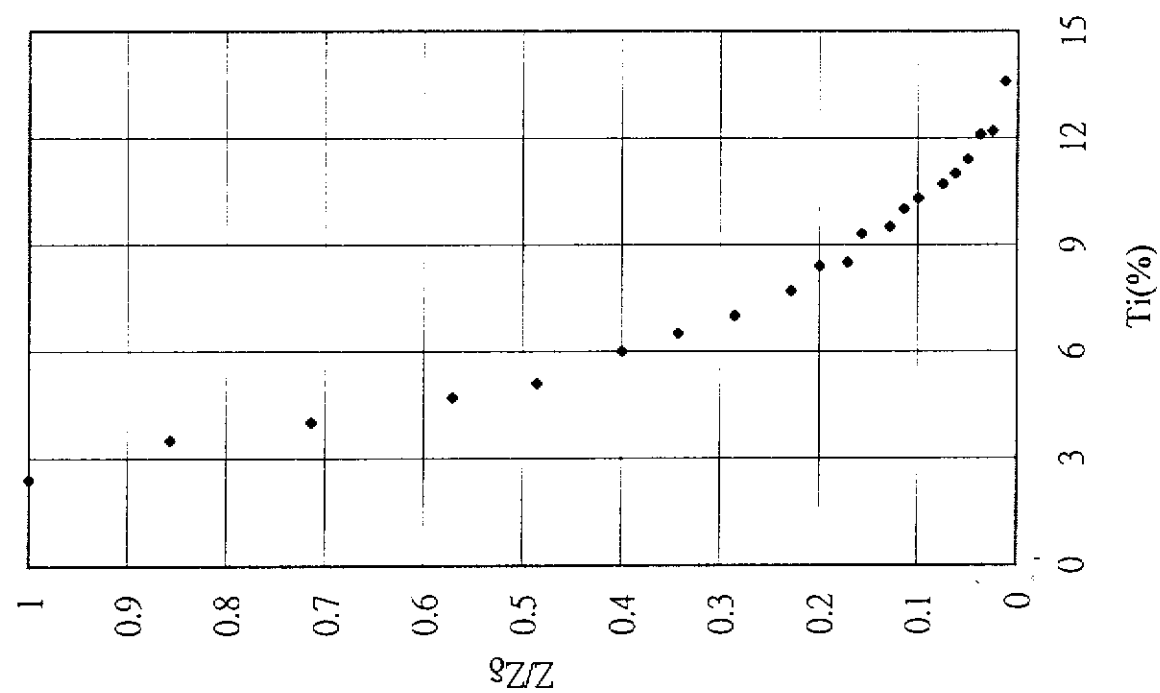


圖5.1.9 縱向紊流強度($\alpha=0.1$)

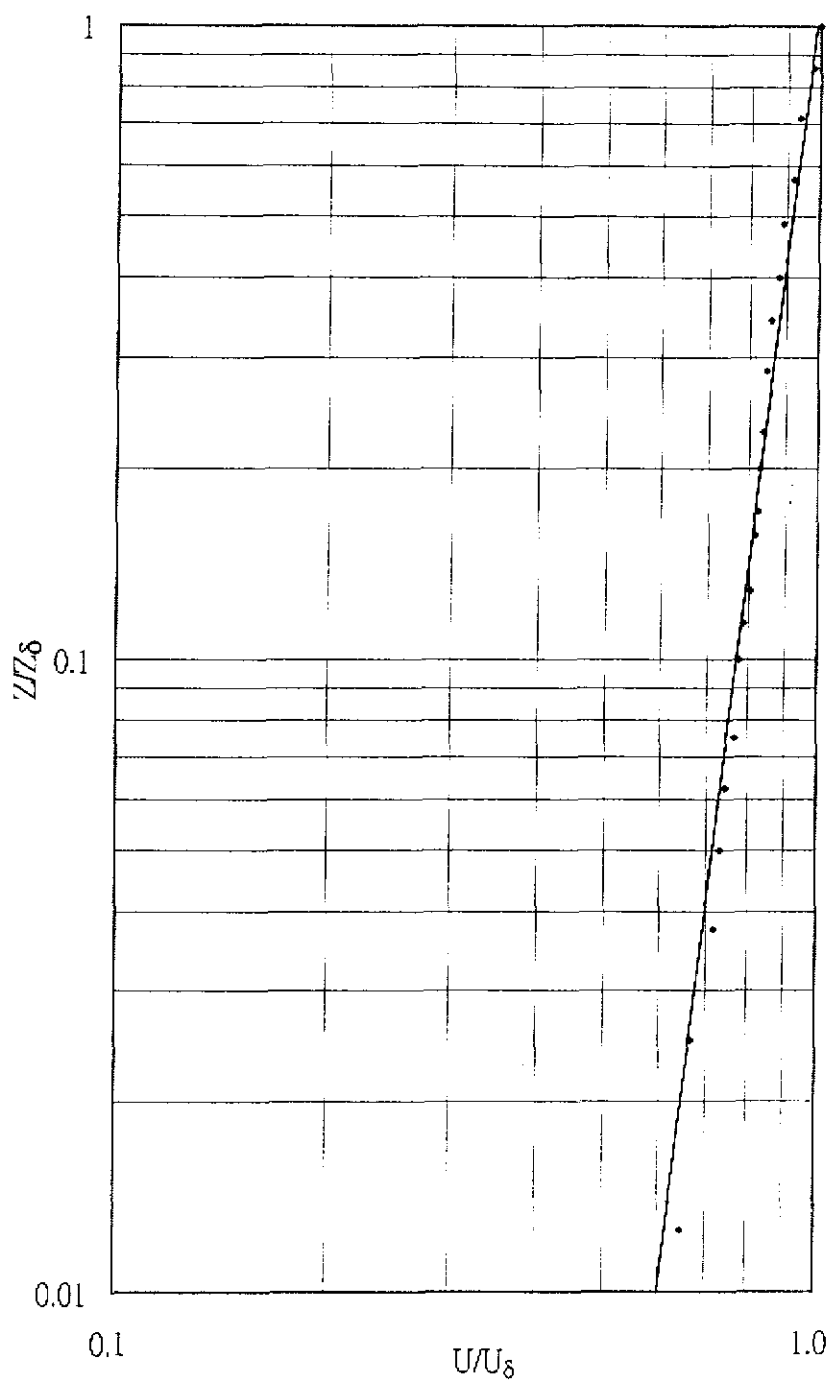


圖 5.1.10 平均風速剖面 (雙對數軸, $\alpha=0.1$)

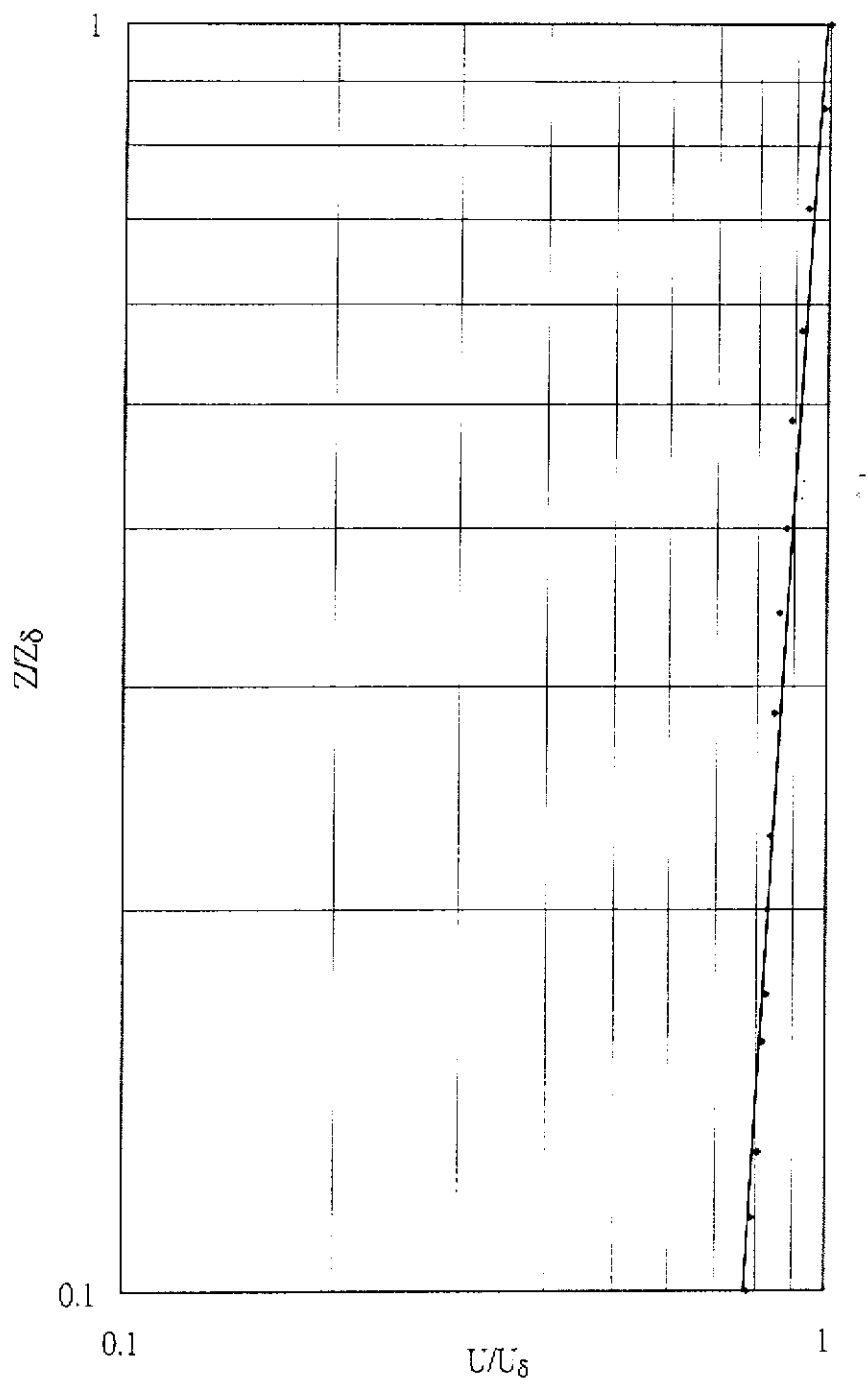


圖5.1.11 平均風速剖面
(指數律方式, 90% of δ , $\alpha=0.1$)

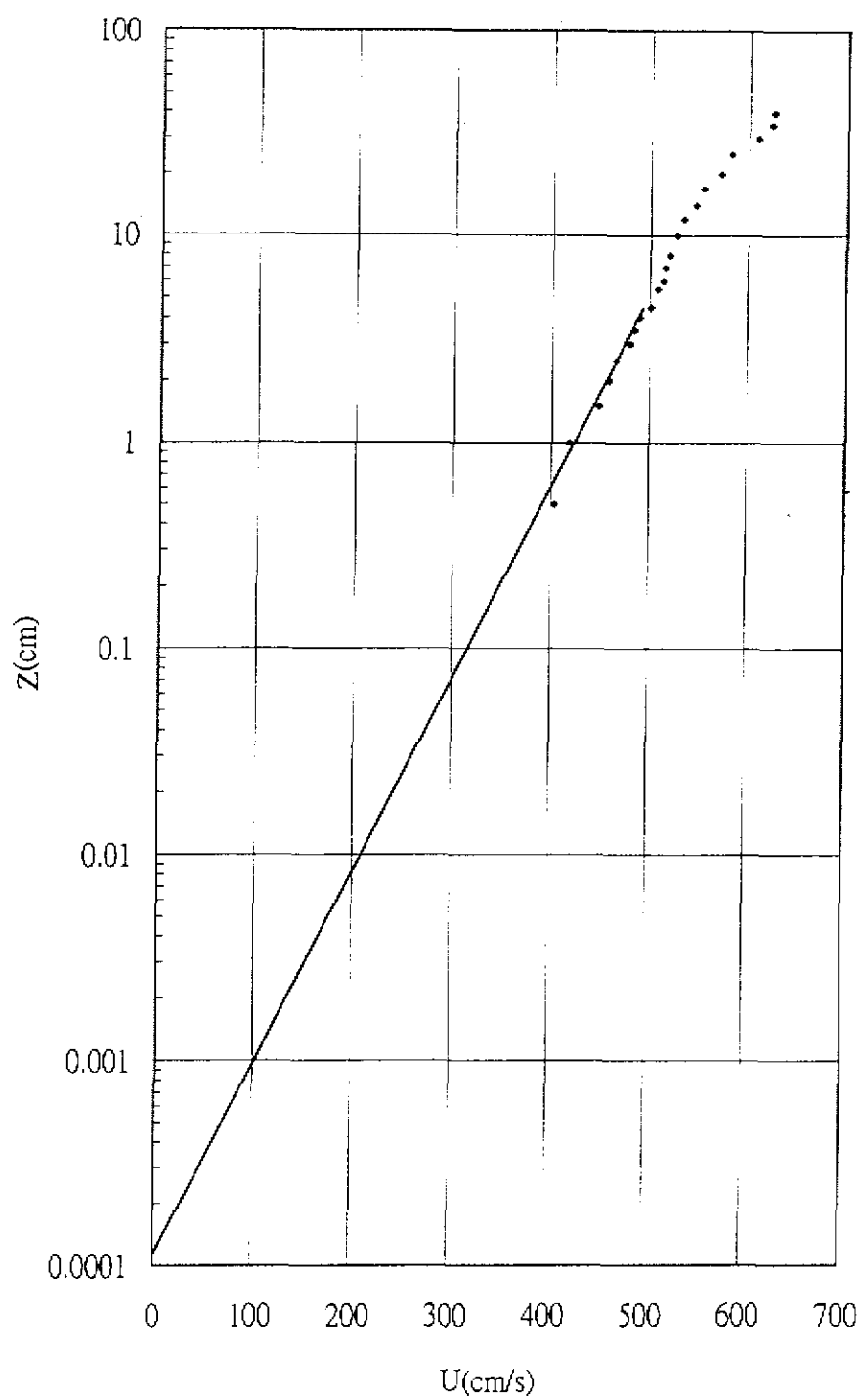


圖5.1.12 平均風速剖面
(對數律方式, $\alpha=0.1$)

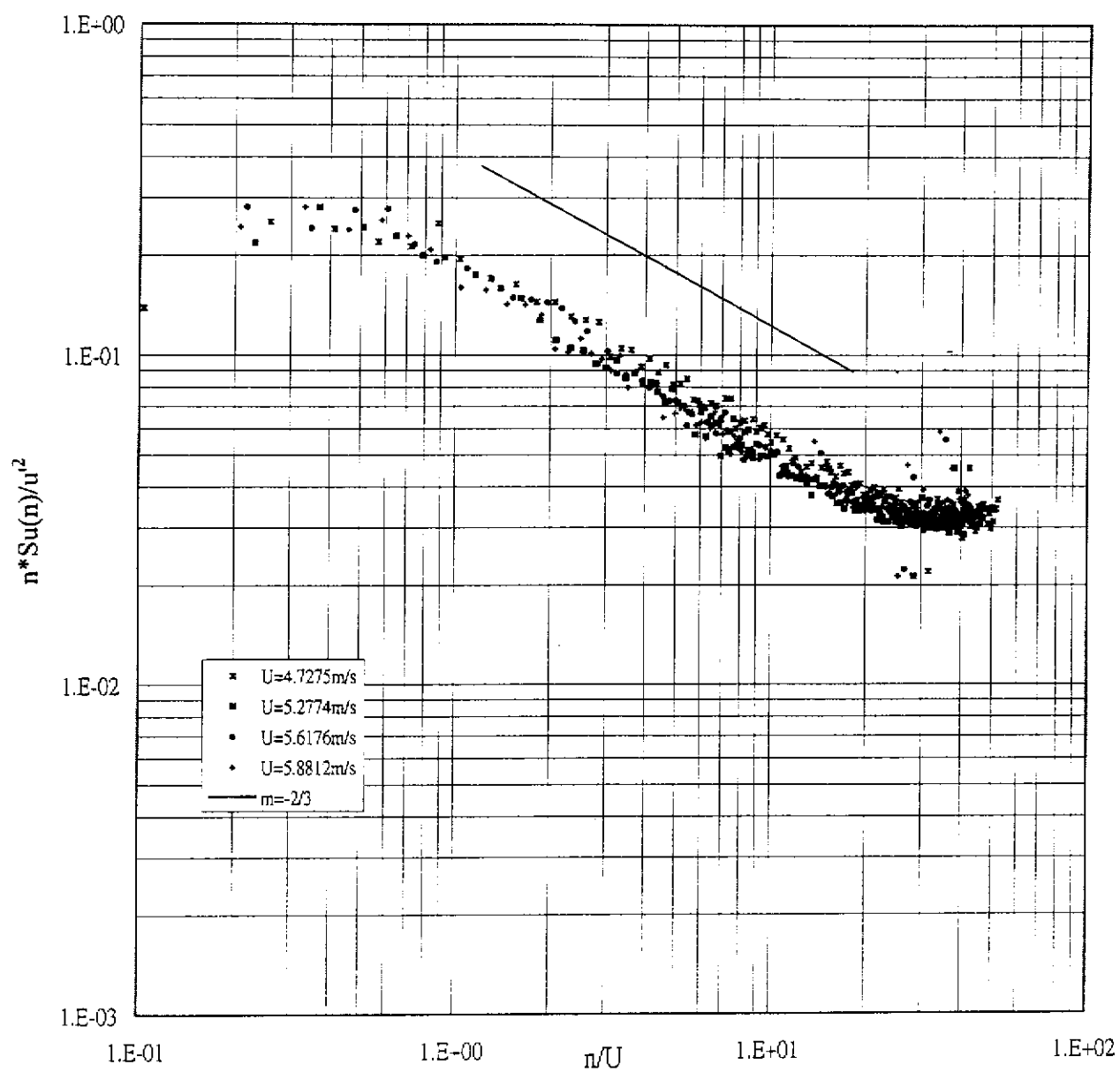
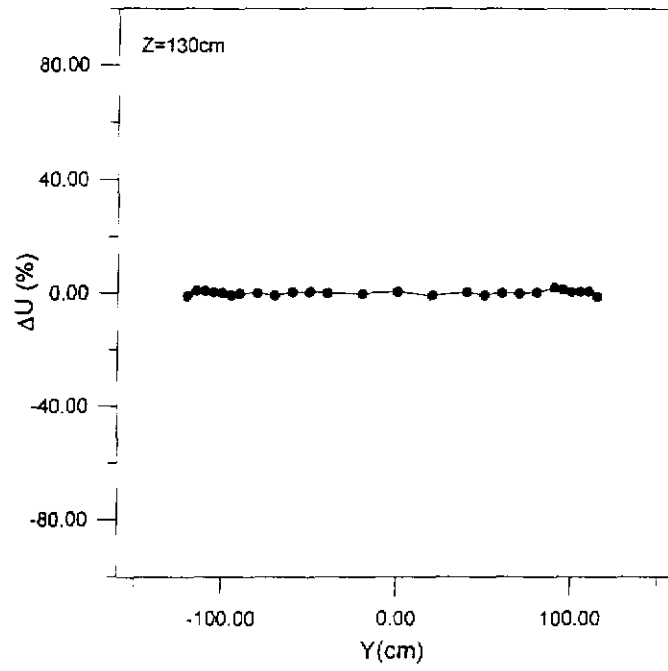
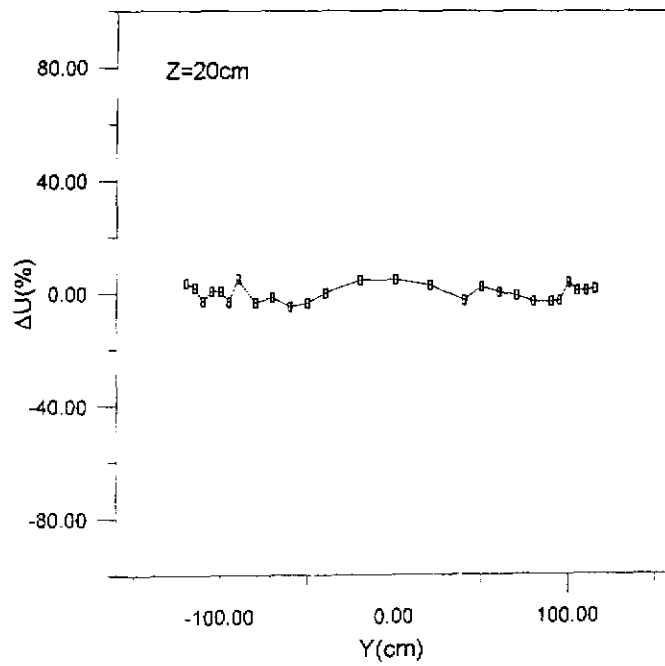


圖5.1.13 縱向擾動風速頻譜($\alpha=0.1$)



(a) $z/d = 1.0$



(b) $z/d = 1.5$

圖 5.1.14 水平方向平均風速剖面

$$(\Delta U = (U - \bar{U}) / \bar{U} \quad (\%))$$

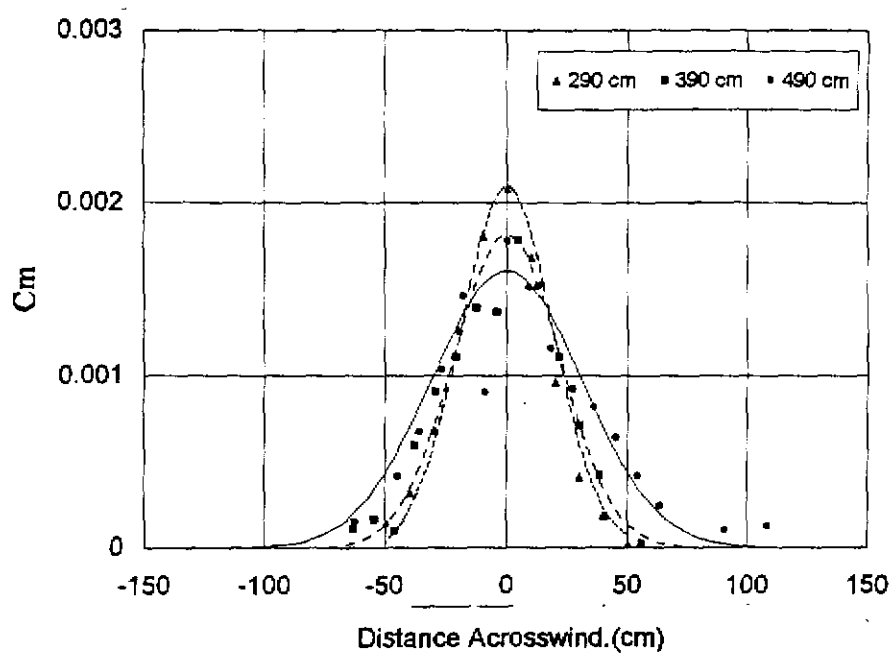


圖 5.1.16 側向擴散濃度分佈剖面圖

第六章 結論

此一研究，風洞實驗部份目前已完成逼近流場發展的工作，所得到的風速剖面及亂流特性及風速頻譜皆相當理想。目前正進行模型製作及煙流釋放設備之建立，預計在三月底即可完成。然後就可進行在開闊地形及海岸地形，檢定物理模擬煙流擴散的狀況（包括濃度之量測及物理觀測與紀錄）。

由於風洞實驗須要準備許多設備，因此較無法趕工。不過目前按步就班，進行順利，應可如期於6月底完成此一研究。

参考文献

- [2.1] Taylor, G.I. 1948 Dynamics of a mass of hot gas rising in air. USAEC Report MDDC-919(LADC-276), Los Alamos Scientific Laboratory, NTIS.
- [2.2] Briggs, G.A. 1975 Plume rise predictions. Lectures on Air Pollution and Enviromental Impact Analyses. Workshop Proceedings, Boston, Mass. Sep.29-Oct.3, pp.59-111, Ameican Meteorulogical Society, Boston. Mass.
- [2.3] Fay, J.A., Escudier, M. & Hoult, D.P. 1969 A correlation of field observations of plume rise. Fluid Mechanics Laboratory Publication No.69- 4, MIT.
- [2.4] Briggs, G.A. 1981 Plume rise and buoyaucy effects. Atmospheric Science and Power Production, D.Randerson (ed.), DOE/TIC-27601.
- [2.5] Sutton, O. G. 1932 A theory of eddy diffusion in the atmosphere. Proc. Roy. Soc. (London), Ser. A, 135, p143.
- [2.6] Pasquill, F. 1961 The estimation of the dispersion of windborne material. Metrrol. Mag. **90**, pp.34-49.
- [2.7] Pasquill, F. 1974 Atmospheric diffusion. 2nd ed. John Wiley & Sons, New York.
- [2.8] Gifford, F.A., Jr. 1961 Use of routine meteorological observations for estimating atmospheric dispersion. Nucl. Saf. **2**(4), pp.47-57.

- [2.9] Gifford, F.A., Jr. 1968 An outline of theories of diffusion in the lower layers of the atmosphere. in Meteorology and Atomic Energy – 1968, pp.66-116. D. H. Slade (ed.), USAEC Report TID – 24190, U. S. Atomic Energy Commission, NTIS.

- [2.10] USEPA 1978 Guideline on air quality models. EPA-450/2-78-027.

- [2.11] Briggs, G.A. 1973 Diffusion estimation for small emissions . ATDL Contribution File No. 79, Atmospheric Turbulence and Diffusion Laboratory.

- [3.1] Cermak, J.E. 1975 Application of fluid mechanics to wind engineering. A Freeman Scholar Lecture. ASME J. of Fluids Engng., **97**, no.1, pp.9-38.

- [3.2] Snyder, W.H. 1981 Guideline for fluid modeling of atmospheric diffusion. EPA-600/8-81-009.

- [3.3] Lumley, J.L. & Panofsky, H.A. 1964 The structure of Atmospheric Turbulence. Interscience, N.Y., N.Y., 239 p.

- [3.4] Halitsky, J. 1969 Validation of scaling procedures for wind tunnel model testing of diffusion near building. Report No. TR-69-8, Geophysical Sciences Laboratory, New York University, 90 p.

- [3.5] Strom, G.H. & Halitsky, J. 1954 Important considerations in the use of the wind tunnel for pollution studies of power plants. Paper No. 54SA-41 ASME Semi-Annual Meeting, Pittsburgh, PA.

- [3.6] Isyumov, N. & Tanaka, H. 1979 Wind tunnel modeling of stack gas dispersion difficulties and approximations. Wind engineering (ed. By Cermak, J.E.), Pergamon Press, Oxford, 2 , pp.987-1001.
- [3.7] 張能復 1988 台北市內湖垃圾焚化廠廢氣排放對廠址附近環境空氣品質的影響. 研究報告 424p.
- [3.8] Briggs, G.A. 1975 Plume rise predictions. ATDL No. 75/15, Atmos. Turb. and Diff. Lab., NOAA Environ Res. Lab., Oak Ridge, TN, 53p.
- [3.9] Hoult, D.P. 1973 Simulation of buoyant pollutants in the atmospheric boundary Layer. Flow studies in air and water pollution. ASME, N.Y., N.Y., pp.61-69.
- [3.10] Carl, D.M. , Tarbell, T.C. & Panofsky, H.A. 1972 Profiles of wind and temperature from towers over homogeneous terrain. J. of Atmos. Sci.30, pp.788-794.
- [4.1] Hunt, J.C.R. & Femholz, H. 1975 Wind tunnel simulation of the atmospheric boundary layer: a report on Euromech 50. J.Fluid Mech., 70, pt.3, pp.543- 559.
- [4.2] American National Standard A58.1-1982. Minimum Design Codes for Buildings and Other Structures, ANSI, Inc., New York, (1982).
- [4.3] Cook, N. J. "The designer's guide to wind loading of building structures, Part I: Background, damage survey, wind data and structural classification", Building Research Establishment Report,

London, Butterworths, (1985).

- [4.4] Cook, N. J. " determination of the model scale factor in wind-tunnel simulation of the adiabatic boundary layer " *journal of industrial aerodynamic* ,2(1977-1978) pp.311-321.

- [4.5] Counihan, J. 1975 Adiabatic atmospheric boundary layer : A review and Analysis of data from the period 1880 – 1972. *Atmos. Environ* **9** , No. 10 , pp.871-905.

- [4.6] Simiu, E. & Scanlan, R. H. 1978 *Wind Effects on Structures*. John Wilay and Son, N.Y., N.Y., 458 p.